

Geräuscentwicklung im Pkw-Kältekreislauf durch Schwingungen des Expansionsventils

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

einer Doktor-Ingenieurin (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Hanna Eggers

aus (Geburtsort): Goslar

eingereicht am: 07.06.2018

mündliche Prüfung am: 25.01.2019

Gutachter: Prof. Dr.-Ing Jürgen Köhler
Prof. Dr.-Ing Ullrich Hesse

Disclaimer

Ergebnisse, Meinungen und Schlüsse dieser Dissertation sind nicht notwendigerweise die der Volkswagen Aktiengesellschaft.

Danksagung

Diese Arbeit ist während meiner beruflichen Tätigkeit bei der Volkswagen AG entstanden. Besonders bedanken möchte ich mich für die fachliche Unterstützung bei Stefan Schmitt, Peter Hellmann, Dr. Volker Grabenstein und Dr. Dikran-Can Magzalci sowie für die gute Zusammenarbeit bei allen meinen Kollegen.

Die wissenschaftliche Betreuung meiner Dissertation hat Herr Prof. Dr. Jürgen Köhler vom Institut für Thermodynamik der TU Braunschweig übernommen. Hierfür und insbesondere für sein Engagement während meiner Doktorandenzeit und auch schon während meines Studiums möchte ich mich bei ihm bedanken.

Während der Erarbeitung meiner Dissertation haben zahlreiche wissenschaftliche Diskussionen mit Oliver Flieger und Dr. Wilhelm Tegethoff zu immer neuen Denkanstößen geführt – danke hierfür!

Für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Dissertation möchte ich mich außerdem bei Prof. Dr. Ullrich Hesse vom Institut für Energietechnik der TU Dresden bedanken.

Mein Partner Dr. Thomas Jesse hat mich immer unterstützt und motivierende Worte für mich gefunden. Danke!

Schließlich möchte ich noch meinen Eltern danken, die mich immer stärkten meinen eigenen Weg zu gehen.

Kurzfassung

Im Pkw-Kältekreislauf mit thermostatischem Expansionsventil (TXV) können trompetenartige Geräusche auftreten, deren Entstehung bisher noch nicht wissenschaftlich geklärt ist. Ziel dieser Arbeit ist es, diese Lücke zu schließen und die Geräuschenstehung zu untersuchen. Weiterhin wird in dieser Arbeit ein Überblick über die Akustikphänomene im Pkw-Kältekreislauf gegeben. Es werden verschiedene experimentelle Untersuchungen zur Analyse des trompetenartigen Geräusches und der Betriebsbedingungen des Kältekreislaufes, bei denen ein trompetenartiges Geräusch auftritt, durchgeführt. Es zeigt sich, dass das trompetenartige Geräusch durch Oszillationen des Ventilmechanismus und Anregung einer longitudinalen Mode, d.h. einer stehenden Welle, in der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt zustande kommt. Der Ventilmechanismus des TXVs wird dabei durch Kältemittelpulsationen bedingt durch den Kältemittelverdichter zur Vibration angeregt. Dies führt zu einer oszillierenden Änderung des Drosselquerschnitts, wodurch eine Druckwelle, auch Druckstoß genannt, vor dem Eintritt in das TXV ausgelöst wird. Je nach Frequenz und Phasenlage verstärkt die Druckwelle die stehende Welle im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt und ein tonales, motordrehzahlunabhängiges und trompetenartiges Geräusch tritt auf. Weiterhin wird im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der Betriebsbedingungen und der bauteilbezogenen Einflussfaktoren des TXVs auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches untersucht. Dazu werden ein mathematisches Modell des Druckstoßes vor dem TXV-Eintritt und dynamische Modelle des Ventilmechanismus und des Thermokopfes des TXVs entwickelt. Mit Hilfe dieser werden die Größen einzelner Faktoren variiert und die Auswirkung auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches diskutiert. Die systematisch hergeleiteten Erkenntnisse decken sich dabei mit den experimentellen Untersuchungen.

Abstract

The generation of a trumpeting noise in an automobile refrigeration cycle with a thermal expansion valve (TXV) is investigated. By the current state of scientific and technical knowledge, the generation and source of the noise are still unknown. In this thesis, firstly, a component-related review of the acoustics of an automobile refrigeration cycle is given. Afterwards, experimental studies on the characteristics of the trumpeting noise as well as on the operating conditions under which the noise occurs are conducted. It is found that the noise is generated by oscillations of the valve mechanism that interact with a longitudinal mode, which is a standing wave, in the refrigerant pipe in front of the inlet of the TXV. The TXV mechanism gets excited by pulsations of the refrigerant caused by the compressor which generate an oscillating force on the bulb of the TXV and force the full valve mechanism into vibrations. The vibrations of the valve mechanism lead to a pressure wave, a so called pressure surge or fluid hammer, on the high pressure side at the inlet of the TXV. Depending on the frequency and the phase of the pressure wave, the pressure wave interacts with a longitudinal mode of the refrigerant pipe in front of the TXV inlet and generates a tonal, trumpeting noise. A mathematical model to describe the pressure wave at the inlet of the TXV is derived. Furthermore, dynamic models of the valve mechanism and the bulb of the TXV are developed to describe the oscillations of the valve mechanism. Both models are used to examine how the operating conditions of the refrigeration cycle and the TXV-component-related factors influence the likeliness of the noise to occur. The findings of this theoretical investigation are in accordance with the experimental observations.

Inhalt

Kurzfassung.....	VII
Abstract.....	IX
Abkürzungsverzeichnis	XIV
Nomenklatur.....	XIV
Abbildungsverzeichnis.....	XVIII
Tabellenverzeichnis	XXII
1 Einleitung	1
1.1 Motivation.....	1
1.2 Stand der Wissenschaft	2
1.3 Ziele der Arbeit	6
1.4 Aufbau der Arbeit.....	7
2 Grundlagen der Akustik.....	9
2.1 Schall in Gasen und Flüssigkeiten	9
2.1.1 Kenngrößen des Fluidschalls.....	9
2.1.2 Schallausbreitung in Gasen und Flüssigkeiten	10
2.1.3 Schallausbreitung im zweiphasigen Kältemittel.....	12
2.2 Kenngrößen und Schallausbreitung von Körperschall.....	15
2.3 Fluidschall in Rohrleitungen	16
2.3.1 Schallausbreitung.....	16
2.3.2 Reflexion an Impedanzsprüngen	17
2.3.3 Stehende Wellen als longitudinale Moden in begrenzten Rohrleitungen	19
2.3.4 Transversale akustische Moden im Rohr.....	20
2.4 Menschliche Wahrnehmung von Schall	21
2.5 Spektralanalyse mittels Fast-Fourier-Transformation.....	23
3 Schall im Pkw-Kältekreislauf	25
3.1 Der automobile Kältekreislauf	25
3.2 Kältemittelverdichter.....	27

3.2.1	Mechanisch angetriebene Kolbenverdichter	27
3.2.2	Elektrisch angetriebene Scrollverdichter.....	31
3.3	Verflüssiger, Trockner und Sammler.....	31
3.4	Kältemittelleitungen und Kältemittel.....	33
3.4.1	Kältemittelleitungen und Kältemittel als Übertrager von Fluidschall.....	33
3.4.2	Schallreduzierung durch Volumenschalldämpfer	35
3.4.3	Schallreduzierung durch Interferenz	37
3.4.4	Kältemittelleitungen als Überträger von Körperschall.....	38
3.4.5	Fluid-induzierter Schall durch die Kältemittelströmung.....	38
3.5	Thermostatisches Expansionsventil (TXV)	40
3.5.1	TXV-Aufbau und Überhitzungsregelung des Kältemittels nach Verdampfer	40
3.5.2	Expansions- und Strömungsgeräusche	42
3.6	Innerer Wärmeübertrager	44
3.7	Verdampfer.....	45
3.7.1	Verdampfer als Schallübertrager in den Fahrzeuginnenraum.....	45
3.7.2	Fluid-induzierter Schall im Verdampfer als Schallquelle.....	45
4	Voruntersuchung zur Charakterisierung des trompetenartigen Geräusches und der stehenden Welle als Geräuschquelle	46
4.1	Analyse und Geräuschidentifikation.....	46
4.1.1	Erzeugung des Geräusches im Fahrzeug.....	46
4.1.2	Beobachtung und Analyse	48
4.2	Zur eigenen These einer stehenden Welle im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt als Ursache des trompetenartigen Geräusches.....	50
4.2.1	Entwicklung einer These zur Geräuschquelle	50
4.2.2	Betrachtungen zu einer möglichen stehenden Welle im Kältemittel und Identifikation des betreffenden Rohrabschnitts.....	51
4.3	Experimentelle Untersuchung zum Nachweis einer stehenden Welle im Kältemittel in der Hochdruckleitung.....	52
4.3.1	Variation der Länge der Hochdruckleitung vor dem TXV	52
4.3.2	Messung der dynamischen Drücke in der Hochdruckleitung vor dem TXV	55
4.4	Fazit.....	60
5	Entstehung des trompetenartigen Geräusches durch Schwingungen des Ventilmechanismus	62
5.1	Zu Druckstößen durch Ventilverschluss.....	62

5.2	Entwicklung einer eigenen These zur Geräuschenstehung.....	64
5.3	Experimentelle Untersuchung des Anregungspfad.....	67
5.3.1	Versuchsaufbau und -durchführung.....	67
5.3.2	Beobachtung, Auswertung und Fazit.....	68
5.4	Experimentelle Untersuchung der Kältemittelzustände beim Auftreten des trompetenartigen Geräusches	72
5.4.1	Versuchsaufbau und -durchführung.....	72
5.4.2	Kältemittelzustand vor dem TXV-Eintritt	73
5.4.3	Kältemittelzustand niederdruckseitig nach der Rückführstelle des TXV.....	74
6	Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustands auf das trompetenartige Geräusch.	77
6.1	Zur mathematischen Beschreibung von Druckstößen.....	77
6.2	Herleitung einer eigenen mathematischen Beschreibung des Druckstoßes im TXV	79
6.3	Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustandes auf den Druckstoß.....	82
7	Einfluss des dynamischen Übertragungsverhaltens des TXVs und der Eigenkreisfrequenz der Rohrleitung auf das trompetenartige Geräusch	85
7.1	Zu bisherigen Arbeiten zur Modellierung von TXV	85
7.2	Eigene Modellierung des Thermokopfes und der Ventilmechanik als dynamisches System bei erzwungener Schwingung	86
7.3	Eigene Modellierung des Thermokopfes als Feder und Bestimmung der Federsteifigkeit.....	89
7.4	Einfluss der Steuerfüllung auf die Federsteifigkeit des Thermokopfes	92
7.5	Amplituden- und Phasengang des Ventilmechanismus bei erzwungener Schwingung	94
7.6	Eigenkreisfrequenzen des Ventilmechanismus und des Rohres.....	97
7.7	Vergleich mit den Beobachtungen aus der experimentellen Untersuchung und Fazit	100
8	Zusammenfassung und Ausblick.....	101
8.1	Zusammenfassung.....	101
8.2	Ausblick	103
9	Literatur	104
	Anhang.....	109

Abkürzungsverzeichnis

bzw.	beziehungsweise
ca.	circa
CAN	Controller Area Network
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
engl.	englischsprachig
et al.	und andere
Fa.	Firma
FFT	Fast-Fourier-Transformation
IWT	Innerer Wärmeübertrager
Pkw	Personenkraftwagen
SPL	Schalldruckpegel (engl.: <i>sound pressure level</i>)
STV	Ventil zur Minderung von Sauggaspulsationen (engl.: <i>suction throttle valve</i>)
TXV	Thermostatisches Expansionsventil (engl.: <i>thermal expansion valve</i>)
u. a.	unter anderem
vgl.	vergleiche
z. B.	zum Beispiel

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a	Seite eines Rechtecks (m)
A	Querschnittsfläche (m ²)
b	Amplitude der Erregerkraft (N)
c	Schallgeschwindigkeit (m/s)
c_V	Isochore Wärmekapazität (J/(kgK))
c_P	Isobare Wärmekapazität (J/(kgK))
d	Dämpfungskonstante (kg/s)
D	Dämpfungsmaß (-)
E	Elastizitätsmodul (N/m ²)
f	Frequenz (Hz)
F	Kraft (N)
g	Erdbeschleunigung (m/s ²)

h	Spezifische Enthalpie (J/kg)
h''	Spezifische Enthalpie auf der Taulinie (J/kg)
H	Höhe des Thermokopfes zwischen Membran und Gehäuse (m)
i	Platzhalter für eine Zahl (-)
i	Imaginäre Einheit $i^2 = -1$
k	Federsteifigkeit (N/m)
K	Kompressionsmodul (engl.: <i>bulk modulus</i>) (N/m ²)
$k_{p,q}$	Eigenwert zugehörig zur (p,q)-Mode (-)
l	Ortskoordinate entlang der Rohrachse (m)
L	Länge (m)
L	Schalldruckpegel (dB)
$L(A)$	A-bewerteter Schalldruckpegel (dBA)
m	Masse (kg)
\dot{m}	Massestrom (kg/s)
Ma	Machzahl (-)
n	Drehzahl (1/min)
N	DFT-Länge, d.h. Anzahl der Messpunkte, welche für eine FFT verwendet werden (-)
p	Druck (Pa)
\dot{Q}	Wärmestrom (W)
r	Radius (m)
R	Einfügungsdämmmaß (dB)
R_j	Spezifische Gaskonstante des Stoffes j (J/(kgK))
rpm	Umdrehungen pro Minute (engl.: <i>rounds per minute</i>) (1/min)
s	Ventilhub (m)
\hat{s}	Amplitudengang des Ventilhubes (m)
St	Strouhal-Zahl (-)
t	Zeit (s)
T	Periodendauer (s)
T	Temperatur (K)
ΔT_{UE}	Überhitzung (K)
u	Strömungsgeschwindigkeit (m/s)
$\ddot{U}V$	Übersetzungsverhältnis von Motor zu Verdichter (-)
v	Spezifisches Volumen (m ³ /kg)
V	Volumen (m ³)
\vec{v}_{dyn}	Schallschnelle (m/s)
x	Dampfgehalt (kg Dampf/kg gesamt)

x	Ortskoordinate (m)
z	Anzahl (-)
z	Ortskoordinate entlang der Höhe (m)
Z	Akustische Impedanz (Ns/m ³)

Griechische Buchstaben

α	Einschnürrungsfaktor für Flüssigkeit (-)
α	Volumendampfgehalt (m ³ Dampf/m ³ gesamt)
γ	Isentropenexponent (-)
Γ	Reflexionskoeffizient (-)
δ	Dicke (m)
Δ	Differenz
ε	Einschnürrungsfaktor für Gas (-)
η	Ortskoordinate entlang der Höhe des Thermokopfes vom Thermokopfgehäuse zur Membran (m)
κ	Kompressibilität (m ² /N)
λ	Wellenlänge (m)
ξ	Ganze Zahl (-)
Λ	Darcy-Reibungskonstante (-)
ρ	Dichte (kg/m ³)
σ	Wellenzahl (1/m)
τ	Transmissionskoeffizient (-)
φ	Phasenverschiebung (rad)
ω_0	(Eigen-)Kreisfrequenz (rad/s)
ω_g	Gedämpfte Kreisfrequenz (rad/s)
Ω	Erregerkreisfrequenz (rad/s)

Indices

0	Ruhelage
0	Eigenwert, Nullte Mode
1	1. Oberton bzw. 2. Harmonische
∞	im unendlichen Medium
<i>Abtast</i>	Abtastung bei diskreter Messsignalerfassung
<i>aus</i>	auströmend
<i>D</i>	Dämpfung
<i>Drossel</i>	Drossel
<i>dyn</i>	Dynamisch im Bezug auf Akustik
<i>e</i>	einfallend

<i>ein</i>	einströmend
<i>ers</i>	Ersatz-
<i>F</i>	Feder
<i>Fluid</i>	Fluid
<i>G</i>	gesamt
<i>g1,0</i>	Grenze 1,0-Mode
<i>Gas</i>	Gas
<i>HD</i>	Hochdruck
<i>IG</i>	Inertgas
<i>K</i>	Kugel
<i>KM</i>	Kältemittel
<i>Kolben</i>	Kolben
<i>L</i>	Flüssigkeit (engl.: <i>Liquid</i>)
<i>m</i>	mittlere
<i>M</i>	Membran
<i>med</i>	Median
<i>MO</i>	Motorordnung
<i>Motor</i>	Motor
<i>ND</i>	Niederdruck
<i>p, q</i>	Mode p,q
<i>quasi</i>	quasistationär
<i>r</i>	reflektiert
<i>R</i>	Reflexion
<i>Ref</i>	Referenz
<i>Ro</i>	Rohr
<i>s</i>	isentrop
<i>S</i>	Schließ-
<i>s0</i>	Zeitpunkt t = 0
<i>s1</i>	Zeitpunkt t = s1
<i>Scroll</i>	Scrollverdichter
<i>Stö</i>	Stößel
<i>t</i>	transmittiert
<i>T</i>	isotherm
<i>TK</i>	Thermokopf
<i>TM</i>	Thermische Masse
<i>TXV</i>	TXV
<i>UE</i>	Überhitzung

<i>V</i>	Dampf (engl.: <i>Vapor</i>)
<i>VO</i>	Verdichterordnung
<i>Ventil</i>	Ventil
<i>Verdichter</i>	Verdichter
<i>Verda</i>	Verdampfer bzw. Verdampfung
<i>W</i>	Wand

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Zeitliche Schwankung des Drucks um eine Ruhelage.....	9
Abbildung 2:	Strömungsformen zweiphasiger Strömung im vertikalen, unbeheizten Rohr und im horizontalen, unbeheizten Rohr (in Anlehnung an Baehr und Stephan 2006, S. 526f.).	13
Abbildung 3:	Schallgeschwindigkeit in einer zweiphasigen R134a-Kältemittel-Strömung (homogen und separiert) mit einer Massenstromdichte von 200 bis 1000 kg/(m ² s) und einem Kältemitteldruck von 4,0 bis 4,6 bar (Flieger et al., S. 6).....	14
Abbildung 4:	Wellenformen: a) Longitudinalwelle, b) Transversalwelle, c) Dehnwelle, d) Torsionswelle und e) Biegewelle (nach Sinambari und Sentpali 2014, S. 23–25).....	15
Abbildung 5:	Reflexion an einem a) schallharten, geschlossenen Rohrende und b) schallweichen, offenen Rohrende sowie an c) einer Querschnittsverengung und d) einer Querschnittserweiterung.	18
Abbildung 6:	Schalldruck über dem Ort zu verschiedenen Zeitpunkten für eine stehende Welle (nach Möser 2012, S. 39).	19
Abbildung 7:	Grundschwingung, 2. und 3. Harmonische einer stehenden Welle in einer Rohrleitung mit a) beidseitig offenen, b) beidseitig geschlossenen Enden und c) offenem und geschlossenem Ende.....	20
Abbildung 8:	Akustische Moden im kreisförmigen Rohr (nach Norton 1989, 440f., Rodarte et al. 1999b, S. 3.).....	21
Abbildung 9:	A-Bewertungskurve nach DIN EN 61672-1. Bei der A-Bewertung wird der Schalldruckpegel mit der abgebildeten Filterfunktion bewertet. Die A-Bewertung wird häufig verwendet, da sie ähnlich wie das menschliche Lautstärkeempfinden Frequenzen im Bereich von 1-6 kHz verstärkt, untere und obere Frequenzbereich jedoch abschwächt. Die A-Bewertung kann das menschliche Lautstärkeempfinden jedoch nicht vollständig abbilden.	23
Abbildung 10:	Beispiel für einen automobilen Kältekreislauf mit möglichen Schallquellen und Übertragungspfaden.....	26

Abbildung 11:	Beispiel für die Druckpulsationen a) vor und b) nach dem Verdichter ausgewertet mittels FFT und dargestellt als Spektrogramm über der Motordrehzahl. Bei einem 6-Kolben-Verdichter sind die 6. Verdichterordnung und deren ganzzahlige Vielfache ausgeprägt.....	29
Abbildung 12:	Spektrogramm der Kältemittelpulsation eines 6-Kolben-Verdichters über Motordrehzahl a) nach dem Verdichter/vor dem Verflüssiger und b) nach dem Verflüssiger. Der Verflüssiger dämpft die vom Verdichter kommenden Pulsationen.	32
Abbildung 13:	Schematische Schnittansicht eines a) Einkammer-Volumenschalldämpfers und eines b) Zweikammer-Volumenschalldämpfers mit kommunizierendem Röhrchen.....	35
Abbildung 14:	Einfügungsdämmmaß von Einkammer-Schalldämpfern (nach Möser 2012, S. 288).	36
Abbildung 15:	Beispiele für Fluid-induzierte Geräusche durch Kältemittelströmung über eine Kavität. Eine Kavität im Kältekreislauf kann sein a) ein Spalt zwischen TXV und Saugleitung (Koberstein et al. 2015) und b) ein Befüllstutzen, in dem eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle angeregt wird (Thawani und Liu 2007).	39
Abbildung 16:	Schnittansicht eines thermostatischen Expansionsventils.	41
Abbildung 17:	TXV-Öffnungskennlinien und Dampfdruckkurve von R134a. Das TXV 1 hat eine „nassere“ Abstimmung als das TXV 2 („trockene“ Abstimmung). TXV 1 ist akustisch vorteilhaft, da in einer zweiphasigen Kältemittelströmung nach dem Verdampferaustritt Kältemittelpulsationen stärker gedämpft werden als im vollständig überhitzten Kältemittel.	42
Abbildung 18:	Schallübertragungspfade von Expansionsgeräuschen vom Expansionsorgan zum Verdampfer und von Kältemittelpulsationen vom Verdichter (in Anlehnung an Singh et al. 1999, S. 2).	43
Abbildung 19:	a) Spektrogramm (FFT mit DFT-Länge: 8192, A-bewertet) des Luftschallsignals aus dem Fahrzeuginnenraum über Zeit und b) Motordrehzahlverlauf über Zeit.	48
Abbildung 20:	a) Spektrogramm der Kältemittelpulsation vor dem Verdichter über Zeit und b) Motordrehzahlverlauf über Zeit.	49
Abbildung 21:	Boxplot der Grundfrequenzen des trompetenartigen Geräusches bei Variation der Rohrlänge vor dem TXV-Eintritt. Der Boxplot zeigt Median, oberes und unteres Quartil und die Extremwerte.	53
Abbildung 22:	Spektrogramm des trompetenartigen Geräusches für verschiedene Rohrlängen für ähnliche Betriebsbedingungen. Je länger die Rohrleitung vor dem TXV, desto tiefer ist die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches.	54
Abbildung 23:	Schallgeschwindigkeit des Kältemittels R134a in Abhängigkeit von Druck und Temperatur für den einphasigen Zustand.	54

Abbildung 24:	Schematische Darstellung der dynamischen Druckaufnehmer in der Flüssigkeitsleitung vor dem TXV.	56
Abbildung 25:	a) Zeitlicher Verlauf der Druckpulsation in der Hochdruckleitung vor dem TXV und b) Spektrogramm der Druckpulsation vor Eintritt in das TXV.....	56
Abbildung 26:	Vergößerter Ausschnitt des Druckpulsationsverlaufs über der Zeit in der Hochdruckleitung vor dem TXV zu Beginn des trompetenartigen Geräusches.....	57
Abbildung 27:	a) Spektrogramm der Druckpulsation in der Leitung vor dem TXV-Eintritt für das trompetenartige Geräusch berechnet mittels einer gemittelten FFT (DFT-Länge: 1024). Die so ermittelten Druckpegel des Schalldrucks bei der Grundfrequenz und der 2. Harmonischen sind in b) und c) über dem Ort aufgetragen.	57
Abbildung 28:	a) Spektrogramm über Zeit des Luftschallsignals aus dem Innenraum, b) Zeitsignal der Druckpulsation im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt, c) Spektrogramm über Zeit der Druckpulsation direkt vor dem TXV-Eintritt (Sensor blau).....	59
Abbildung 29:	Schalldruck (Effektivwert nach gemittelter FFT) in Abhängigkeit des Ortes und Reflexionsstellen am Ein- und Austritt des IWT.	60
Abbildung 30:	Zeitlicher Verlauf eines Druckstoßes ausgelöst durch einen Ventilverschluss mit Schließzeit t_s im Zeitraum $0 < t < t_s$. Der Druckstoß breitet sich als Druckwelle in der Rohrleitung aus und wird am Übergang zum Behälter reflektiert. Die Reflexionszeit t_R ist die Zeit, die die Druckwelle braucht um vom Ventil zum Behälter und zurück zu laufen. Am verschlossenen Ventil wird die Druckwelle reflektiert (Abbildung in Anlehnung an den Joukowsky-Druckstoß nach Giesecke und Mosonyi 2005, S. 220).....	63
Abbildung 31:	Schnittansicht eines TXVs mit angreifenden Kräften durch Kältemittelpulsation.	64
Abbildung 32:	Versuchsaufbau zur Bestimmung des Anregungspfad.	68
Abbildung 33:	Spektrogramm über Zeit (DFT-Länge: 8192, A-bewertet) der Kältemitteldruckpulsation a) nach dem Verdichter, b) vor dem Verdichter, c) nach dem Verdampfer und d) vor dem TXV für zwei beispielhafte Messungen ohne (links) und mit (rechts) Volumenschalldämpfer. Teil c zeigt, dass die Kältemittelpulsationen durch den Einsatz des Volumenschalldämpfers im höheren Frequenzbereich stark gedämpft werden. In der Messung ohne Volumenschalldämpfer tritt das trompetenartige Geräusch auf, mit Volumenschalldämpfer tritt es hingegen nicht auf, da der Volumenschalldämpfer die auf den Thermkopf des TXVs wirkende, anregende Kältemittelpulsation reduziert hat.	69
Abbildung 34:	a) Pegel über Zeit (Zeitbewertung: Fast, A-bewertet) der Druckpulsation im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt und nach dem Verdampfer bei einer Messung	

	mit Volumenschalldämpfer und b) Spektrogramm über Zeit der Kältemittelpulsation direkt vor dem TXV-Eintritt.	70
Abbildung 35:	Spektrogramm der Druckpulsation im Kältemittel kurz nach der Rückführstelle des TXV in einer Messung, in der trotz Volumenschalldämpfer ein trompetenartiges Geräusch auftritt.	71
Abbildung 36:	Versuchsaufbau zur Messung der Kältemittelzustände, bei denen das trompetenartige Geräusch auftritt.	72
Abbildung 37:	Druck und Temperatur des Kältemittels in der Hochdruckleitung vor dem TXV-Eintritt zu Beginn der trompetenartigen Geräusche.	73
Abbildung 38:	Druck und Temperatur des Kältemittels in der Niederdruckleitung nach dem Verdampfer bzw. nach der Rückführstelle des TXVs zu Beginn der trompetenartigen Geräusche.	74
Abbildung 39:	a) Zeitverlauf der Überhitzung des Kältemittels nach dem Verdampfer (Sensorposition 4), b) Spektrogramm der Kältemittelpulsation nach dem Verdampfer, c) Spektrogramm der Kältemittelpulsation vor dem Verdichter.	75
Abbildung 40:	Zeitlicher Druckverlauf am Ventil infolge unterschiedlicher Schließzeiten, a) für den Fall das die Schließzeit kleiner der Reflexionszeit des Druckstoßes ist und b) einer größeren Schließzeit (in Anlehnung an Giesecke und Mosonyi 2005, S. 220).	78
Abbildung 41:	Harmonische Schwingung des Ventilhubes über der Zeit und betrachtetes Zeitintervall zur Berechnung des Druckstoßes.	79
Abbildung 42:	a) Schallgeschwindigkeit von R134a in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, b) Dichte von R134 in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, c) Größe eines Druckstoßes in Abhängigkeit von Temperatur und Druck des (einphasigen) Kältemittels R134a vor dem TXV-Eintritt und in Abhängigkeit vom Niederdruck nach TXV für eine Reduzierung des Öffnungsquerschnittes um 0,036 mm ²	83
Abbildung 43:	Schematische Darstellung des Ventilmechanismus im TXV als Feder-Masse-System mit angreifenden Kräften.	88
Abbildung 44:	Schematische Darstellung einer Hydraulik-/Gasfeder in Form a) eines Zylinders und in Form b) einer Figur aus zwei Kegelstümpfen zur Annäherung der Geometrie des Thermokopfes. Die Membran wird als verschiebbarer Kolben dargestellt. Auf den Kolben wirkt eine infinitesimal kleine Kraft dF , welche die Gasfeder auf Zug belastet. Die Federkraft dF_{TK} wirkt der Kraft dF entgegen.	90
Abbildung 45:	Isentrope Kompressibilität von R134a in Abhängigkeit des Volumendampfgehalts und der Verdampfungstemperatur.	93
Abbildung 46:	Schematische Darstellung von Amplituden- und Phasengang der erzwungenen Schwingung des TXVs in Abhängigkeit der Erregerkreisfrequenz und des Dämpfungsmaßes. Schwingweg und Eigenkreisfrequenz des TXVs hängen von	

	der Federsteifigkeit des Thermokopfes ab. Nimmt die Federsteifigkeit des Thermokopfes durch eine erhöhte Thermokopftemperatur und einen geringen Ventilhub zu, verschiebt sich die Eigenkreisfrequenz des TXVs hin zu höheren Frequenzen. Ein trompetenartiges Geräusch kann nur auftreten, wenn die Phasenverschiebung gering ist.	96
Abbildung 47:	Die Eigenkreisfrequenz des Rohres vor dem TXV-Eintritt sinkt mit abnehmender Schallgeschwindigkeit des flüssigen Kältemittels bei steigenden Kältemitteltemperaturen. Die Eigenkreisfrequenz des TXVs steigt mit zunehmender Federsteifigkeit des Thermokopfes, welche mit geringerem Ventilhub und steigender Thermokopftemperatur zunimmt. Für den dargestellten Fall ist die Kreisfrequenz des Rohres größer als die des TXVs. Es tritt kein trompetenartiges Geräusch auf.	99
Abbildung 48:	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung des Frequenzspektrums der Schwingung und der Eigenkreisfrequenz der Ventilmechanik des TXVs. Die Geschwindigkeit der Ventilkugel wird mittels eines Laservibrometers gemessen.	109

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1:	Übersicht der Geräuschphänomene aus dem (Pkw-)Kältekreislauf.	4
Tabelle 2:	Übersicht der in dieser Arbeit als Pegel angegebenen physikalischen Größen und der zur Pegelberechnung in dB verwendeten Referenzwerte.	22
Tabelle 3:	Berechnung der Grenzfrequenz im kreisförmigen Rohr für das Kältemittel R134a unter Annahme beispielhafter Lastpunkte und Rohrleitungsdurchmesser eines Pkw-Kältekreislaufes. In der Tabelle ausgenommen sind zweiphasige Kältemittelzustände und Rohrleitungen, in denen das Kältemittel zweiphasig auftritt, da die mittlere Schallgeschwindigkeit im zweiphasigen Kältemittel von der Strömungsform abhängt.	34
Tabelle 4:	Übersicht der verwendeten Messpunkte und Sensoren.	47
Tabelle 5:	Ansätze zur Massenstromberechnung durch eine Drossel (nach Stulgies et al. 2008).	80
Tabelle 6:	Berechnung der Länge einer stehenden $\frac{1}{4}$ - und $\frac{1}{2}$ -Welle in einer Rohrleitung nach dem Verdampfer und vor dem TXV-Eintritt aus Messdaten und einer abgeschätzten Überhitzung und Unterkühlung im einphasigen Kältemittel. Die tatsächliche Länge der Hochdruckleitung vor dem TXV mit 186 mm liegt im orange markierten Bereich der berechneten Längen der stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle.	110

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Akustik im Pkw trägt maßgeblich zum Insassenkomfort bei. Im Zuge von Elektrifizierung, autonomen Fahren, Leichtbau und zunehmenden Ansprüche der Fahrzeuginsassen an den Komfort sind die Anforderungen an die Akustik im Pkw stark gestiegen und werden weiter steigen. Die Automobilbranche erlebt derzeit einen Wandel von den klassischen Verbrennungsmotoren hin zu alternativen Antrieben, zu denen auch elektrifiziert fahrende Fahrzeuge zählen. Durch den Wegfall des Verbrennungsmotors werden fortan diverse Geräusche, wie „Zisch“-Geräusche aus dem Kältekreislauf, nicht mehr maskiert. Aufgrund moderner Technologien wie Start-Stopp-Automatik und einer generellen Geräuschreduzierung des Verbrennungsmotors ist dies mitunter bereits heute der Fall. Mittelfristig wird auch das autonome Fahren angestrebt, welches durch Fahrerassistenzsysteme in Teilen schon heute möglich ist. Durch das autonome Fahren verschiebt sich die Wahrnehmung der Insassen und wird stärker auf das Befinden im Innenraum gelenkt, sodass die Akustik verstärkt wahrgenommen wird. Auch Leichtbaumaßnahmen beeinflussen die Akustik. Das akustische Übertragungs- und Abstrahlverhalten technischer Bauteile verschiebt sich je nach Masse, die Dämpfung von Geräuschen durch große Massen wird reduziert. Es ist daher bei der Entwicklung technischer Bauteile zwingend erforderlich, die akustischen Eigenschaften der Bauteile zu bewerten und sie bei der Auslegung entsprechend zu berücksichtigen.

Ein wichtiges Teilgebiet der Akustik im Pkw ist die Kältekreislaufakustik. Diese beschäftigt sich mit Schall, der durch Bauteile des Kältekreislaufs sowie das Kältemittel erzeugt und/oder übertragen wird. Zu den Geräuschen aus dem Kältekreislauf zählen diverse Geräusche, welche meist subjektiv, z. B. als „Zisch“- , „Gurgel“- , „Knurr“- und „Trompeten“-Geräusche, beschrieben werden. Sie haben unterschiedlichste Ursachen wie z. B. Strömungs- und Expansionsgeräusche des Kältemittels, Arbeitsgeräusche des Verdichters oder Schwingungen des thermostatischen Expansionsventils (kurz: TXV). Je nach Geräuschcharakteristik und Lautstärke können die Geräusche unterschiedlich von den Fahrzeuginsassen wahrgenommen werden. So werden tonale Geräusche meist störender empfunden als breitbandige, rauschartige Geräusche. Kurzzeitige, transiente Geräusche fallen stärker auf als langanhaltende, monotone Geräusche.

Durch den Einsatz technischer Maßnahmen im Zuge der Fahrzeugentwicklung sind störende Geräusche aus dem Kältekreislauf zu vermeiden. Um dem gerecht zu werden, ist es erforderlich, die genauen Geräuschursachen und Übertragungspfade zu kennen und gezielt zu beeinflussen. Dies ist insbesondere für Geräusche aus dem Kältekreislauf eine große Herausforderung, da sich aufgrund des häufig stationären Verhaltens des Kältekreislaufs auch wechselnde akustische Eigenschaften ergeben, welche sich auf Schallquellen und Übertragungspfade auswirken. Geräusche aus dem Kältekreislauf sind daher meist transient und treten nur unter sehr bestimmten Betriebsbedingungen

auf. Dies erschwert es, akustische Anforderungen an den Kältekreislauf in einer frühen Entwicklungsphase zu berücksichtigen, da eine akustische Bewertung häufig erst experimentell im Gesamtfahrzeug möglich ist. Bei der Entwicklung des Kältekreislaufs sind zudem die betriebspunktabhängigen akustischen Eigenschaften und Wechselwirkungen der Komponenten zu berücksichtigen.

Ein besonders markantes Geräusch aus dem Kältekreislauf ist ein Geräusch, welches in dieser Arbeit als trompetenartig bezeichnet wird. Dieses kann während des Betriebs der Klimatisierungsanlage bei hohen Außentemperaturen auftreten und ist sowohl im Fahrzeug als auch außerhalb deutlich wahrnehmbar. Es ist ein kurzzeitiges, tonales und sehr lautes Geräusch, sodass es vom Fahrzeuginsassen als besonders störend und unangenehm empfunden wird. Entsprechend ist dieses trompetenartige Geräusch unbedingt zu vermeiden. Bisherige Untersuchungen lassen vermuten, dass das Geräusch in Abhängigkeit des eingesetzten TXVs auftritt (Thawani et al. 2013, S. 1117; Liu et al. 2015). Die für das Geräusch relevanten Auslegungsgrößen des TXVs und die genauen Bedingungen, bei denen das Geräusch auftritt, sind jedoch nicht bekannt. Die Erforschung der Geräuschursache, des Übertragungspfades und der Betriebsparameter, bei denen das Geräusch auftritt, sollen daher Schwerpunkt dieser Arbeit sein.

1.2 Stand der Wissenschaft

Durch den Kältekreislauf verursachte und/oder übertragene Geräusche werden meist durch das Verhalten des Kältekreislaufes beeinflusst, da dieses sowohl Schallquellen als auch die Schallübertragung im Kältekreislauf verändert. Geräusche aus dem Kältekreislauf sind daher häufig kurzzeitige, transiente Geräusche. Je nach Art, Dauer, Lautstärke und Maskierung durch andere Geräusche können Geräusche aus dem Kältekreislauf als unangenehm und störend von den Fahrzeuginsassen wahrgenommen werden.

Während in einigen Bereichen der Fahrzeugakustik die Benennung bestimmter Geräuschphänomene definiert ist, gibt es in der Kältekreislaufakustik keine derartigen Definitionen. Zudem treten Geräusche aus dem Kältekreislauf meist transient und mit unterschiedlichen Charakteristiken auf. So ist z. B. eine Einordnung über Frequenzen schwer möglich, da diese in Abhängigkeit von Kältemittel- und Bauteilresonanzen mitunter stark variieren können. Weiterhin sind Geräusche aus dem Kältekreislauf meist die Folge des Zusammenspiels verschiedener Einflussgrößen bei Beteiligung mehrerer Bauteile, wie z. B. Umgebungsbedingungen, Kältemittelzustände, Drehzahl des Verdichters, Strömungsgeschwindigkeiten, akustische und strukturmechanische Eigenschaften der Bauteile und des Kältemittels.

Aufgrund der Subjektivität bei der Beschreibung von Geräuschen werden daher in dieser Arbeit die in der Literatur angegebenen Originalbezeichnungen verwendet. Bei englischsprachigen Veröffentlichungen sind diese *kursiv* gekennzeichnet.

Einen Überblick zum Stand der Wissenschaft zur Thematik Geräuschphänomene aus dem Pkw-Kältekreislauf mit Literaturverweisen gibt Tabelle 1. Aus der Tabelle geht hervor, dass einige Ge-

räuschbezeichnungen, wie z. B. Pfeifen (*whistling*) in der Literatur mehrdeutig verwendet werden und sich z. B. auf unterschiedliche Geräusche und Ursachen beziehen. Die nach Stand der Wissenschaft bekannten Geräusche sind einzelnen Kategorien hinsichtlich ihrer Ursache zugeordnet:

- Verdichtergeräusche
- Expansions- und Strömungsgeräusche bzw. breitbandige Zischgeräusche
- Fluid-induzierte tonale Geräusche durch Überlagerung mit struktur- und fluidmechanischen Eigenmoden, z. B. stehenden Wellen
- Trompetenartige Geräusche des TXVs

Die Zusammenfassung einzelner Geräuschphänomene und Veröffentlichungen in einer Tabelle wird gewählt, um u. a. aufzuzeigen, dass Veröffentlichungen, welche sich mit dem Thema Akustik im Pkw-Kältekreislauf auseinander setzen, in der Regel einzelne Geräuschphänomene behandeln. Eine umfassende Erläuterung und Zusammenfassung der Akustik von Pkw-Kältekreisläufen in einem Review, Fachbuch oder sonstiger Literatur ist der Autorin zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit nicht bekannt. Die in Tabelle 1 aufgeführten Geräuschphänomene aus dem Kältekreislauf mit Ausnahme des trompetenartigen Geräusches, wurden bereits eingehender untersucht und die Geräuschquellen identifiziert. Das trompetenartige Geräusch hingegen ist ein in der Literatur genanntes, aber nicht genauer untersuchtes Geräusch. Es findet in einigen Veröffentlichungen Erwähnung, schwerpunktmäßig behandeln diese jedoch andere Geräuschphänomene. Thawani et al. 2013, S. 1117 nennen ein hupendes (*hoot*) Geräusch, welches sie auf eine nicht genauer erläuterte Resonanz des Ventilmechanismus im TXV zurückführen. Diese lässt sich durch den Einsatz einer Reibscheibe (*friction washer*) beheben. Der Grund, weshalb die Reibscheibe eine geeignete Maßnahme darstellt, wird nicht genannt. Weitere Informationen werden nicht gegeben. Ebenso berichten Liu et al. 2015 von einem trompetenartigen Geräusch (*trumpeting noise*) mit Grundfrequenz im Bereich von 500-1200 Hz und dessen Harmonischen, welche ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz darstellen. Das Geräusch wird der Schallquelle TXV zugeordnet, aber nicht genauer erläutert. Der Schallentstehungsmechanismus ist unbekannt. Aus der Literatur sind der Autorin zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit keine Untersuchungen zu den Ursachen des trompetenartigen Geräusches in Pkw-Kälteanlagen bekannt. Auch im Hinblick auf den Stand der Technik ergab eine Patentrecherche keine Patente, die explizit auf die Reduzierung des trompetenartigen Geräusches zielen. Hingegen haben einige Patente zur Bauart von TXV den Anspruch zur Reduzierung von Zischgeräuschen (*hiss*) beizutragen (Watanabe et al. 1997; Lou et al. 2011).

Die genannten Geräuschphänomene aus dem Kältekreislauf weisen sehr unterschiedliche Charakteristiken auf und die Betriebszustände, bei denen sie auftreten, sind sehr unterschiedlich. Während Zisch- und Gurgelgeräusche besonders in Niederlastbetriebspunkten bei etwa 10-16 °C Außentemperatur auftreten (Liu et al. 2015), können Verdichtergeräusche hingegen in fast alle Betriebspunkten mit unterschiedlicher Ausprägung hörbar werden (Thawani und Liu 2009). Nicht nur die Geräuschquelle selbst bestimmt die Geräuschcharakteristik, sondern auch der Übertragungspfad über den der Schall zu den Fahrzeuginsassen gelangt. Häufig ist das Kältemittel im Kältekreislauf

an der Übertragung beteiligt, die akustischen Eigenschaften des Kältemittels verändern sich jedoch stark mit dem thermodynamischen Kältemittelzustand. Auch der Füllgrad einzelner Komponenten,

Tabelle 1: Übersicht der Geräuschphänomene aus dem (Pkw-)Kältekreislauf.

Geräusch	Verweis	Schallquelle und -pfade
Verdichtergeräusche	Brummen des Verdichters <i>Moan noise</i>	Thawani und Liu 2009 Verdichtergeräusche werden durch Pulsationen und Schwingungen des Verdichters bedingt. Diese übertragen sich struktur- und fluidmechanisch über die Kältemittelleitungen bis zum Verdampfer. Verdichtergeräusche können durch eine Frequenzüberlagerung mit anderen Komponenten verstärkt werden.
	Verdichtergeräusch	Naga Suresh et al. 2009 Die 4. Ordnung des Verdichters überlagert sich mit strukturmechanischer Eigenfrequenz eines Bodenbleches im Bus und wird dadurch verstärkt.
	Geräusche beim Einschalten des Verdichters <i>Click, chirp</i>	Thawani et al. 2005a Mechanische Geräusche und Einschaltgeräusche des Verdichters entstehen beim Einschalten der Verdichterkupplung.
Geräusche durch stehende Wellen	Pfeif-Geräusch <i>Whistling noise</i>	Rodarte et al. 1998 Fluidmechanische Resonanz in einem Plattenwärmeübertrager wird angeregt: Ursache ist eine stehende $\frac{1}{2}$ -Welle im Verdampfer, welche auftritt wenn Kältemittel im Verdampfer vollständig überhitzt ist.
	Hupen/Pfeifen <i>Evaporator hoot/howl/whistle</i>	Thawani et al. 2005b Ursache des Geräusches ist eine stehende $\frac{1}{2}$ -Welle im Verdampfer, welche auftritt wenn Kältemittel im Verdampfer vollständig überhitzt ist.
	Hochfrequentes, strömungsinduziertes Geräusch	Thawani und Liu 2007 Ursache eines hochfrequenten Pfeifgeräusches bei etwa 2770 Hz ist eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle im niederdruckseitigen Befüllstutzen (Kavität). Diese wird angeregt durch Kältemittelströmung über eine scharfe Kante. Möglicherweise überlagert sich die Frequenz der stehenden Welle mit einer strukturellen Eigenmode des Befüllstutzens.
	Pfeif-Geräusch <i>Whistling noise</i>	Koberstein et al. 2015 Ein Spalt zwischen Saugleitung und niederdruckseitigem TXV-Anschluss verursacht eine Kavität. Das Überströmen der Kavität verursacht eine turbulente Anregung, welche die erste transversale akustische Mode (Eigenfrequenz) im Kältemittelrohr anregt. Eine weitere Überlagerung der akustischen Mode mit einer strukturmechanischen Mode des Rohres wird in Betracht gezogen.

Expansions- und Strömungsgeräusche	Expansionsgeräusche	Rodarte et al. 1999b	Überlagerung von akustischen Moden der Kältemittel-druckpulsation im Rohr mit strukturellen Eigenmoden des Rohres angeregt durch ein breitbandiges Rauschen bedingt durch Expansion und Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels.
	Zischen und Gluckern <i>Hiss and gurgle</i>	Thawani et al. 2013; Thawani et al. 2017	Tritt zweiphasige Kältemittelströmung in das TXV ein, wird diese bei der Expansion so stark beschleunigt, dass Freistrahllärm mit hörbarem Pegel entsteht. Dieser breitet sich als struktur- und fluidmechanische Schwingungen bis zum Verdampfer aus. Es wird außerdem ein Verfahren zur Geräuschuntersuchung am Prüfstand beschrieben.
	Strömungsinduzierte Geräusche	Han et al. 2009; Han et al. 2010	Strömungsinduzierte Geräusche in Kühlschränken werden untersucht: Geräuschursache ist eine zwei-phasige, intermittierende Kältemittelströmung in der Rohrleitung, welche vom Drosselorgan zum Verdampfer führt.
	Strömungsinduzierte Geräusche	Tannert 2016	Frequenzspektrum und Amplitude von strömungsindu-zierten Geräuschen in Haushaltskühlschränken werden in Abhängigkeit der Strömungsform bei zweiphasiger Strömung untersucht.
	Gurgeln/Gluckern <i>Gurgling noise</i>	Liu et al. 2015	Ein gluckerndes Geräusch tritt auf, wenn Kältemittel hochdruckseitig zweiphasig in das TXV eintritt. Durch theoretische Überlegungen führen Liu et al. 2015 das Geräusch auch auf die zweiphasige, intermittierende Kältemittelströmung in der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt und in der Rohrleitung nach dem TXV und vor dem Verdampfereintritt zurück. Durch ein verbessertes Routing der Kältemittelleitungen vor dem TXV konnte das Geräusch behoben werden.
	Zischgeräusche	Lee et al. 2016; Lee et al 2017	Die Charakteristik von zweiphasiger, intermittierender Strömung durch eine Lochblende wird experimentell untersucht.
Trompetengeräusch	Hupendes Geräusch <i>Hoot</i>	Thawani et al. 2013	Ursächlich für das Geräusch wird der TXV-Ventilmechanismus genannt. Das Geräusch wird nicht untersucht.
	Trompetendes Geräusch <i>Trumpeting noise</i>	Liu et al. 2015	Ursächlich für das Geräusch wird das TXV genannt. Das Geräusch wird nicht untersucht.

wie dem Verdampfer, kann für die Abstrahlung von Geräuschen entscheidend sein, da sich Bauteilresonanzen verschieben und das akustische Übertragungsverhalten verändern. Ebenso können das Öl und die Höhe der Ölumlauftrate das akustische Übertragungsverhalten des Kältekreislaufes beeinflussen. Hinzu kommen Einflüsse durch Motor- bzw. Verdichterdrehzahl, Wahl der Klimaeinstellungen oder häufiges An- und Ausschalten des Verdichters bei Start-Stopp-Betrieb. Weiterhin beeinflussen die geometrischen Gestaltungen einzelner Kältekreislaufkomponenten, wie das Kältemittelleitungsrouting, das Gewicht und die Abmaße der Bauteile, die Entstehung und Übertragung von Geräuschen aus dem Kältekreislauf. Letztlich müssen auch Wechselwirkungen zwischen Kältekreislauf, Antriebsstrang und weiterer Fahrzeugperipherie berücksichtigt werden. Einflussfaktoren für Geräusche aus dem Kältekreis sind also vielseitig. (Thawani et al. 2005b)

Geräusche aus dem Kältekreislauf treten nicht in allen Fahrzeugen gleichermaßen auf und meist auch nur unter sehr bestimmten Betriebsbedingungen. Die akustische Bewertung des Kältekreislaufes erfolgt daher meist experimentell und die Entwicklung von Maßnahmen ist damit häufig erst möglich, wenn erste Prototypen der Fahrzeuge verfügbar sind. Dies ist jedoch erst spät im Entwicklungsprozess, sodass akustische Maßnahmen damit meist kostenintensiv sind (Thawani et al. 2013; Thawani et al. 2017). Die Identifikation der genauen Geräuschursache ist aufgrund der vielen Einflussgrößen anspruchsvoll, sodass allein eine zuverlässige Erzeugung der Geräusche zur weiteren Analyse eine Herausforderung darstellt, solange die Einflussgrößen noch unbekannt sind. Entsprechend ist es anzustreben, die Entstehungsmechanismen und Einflussgrößen von Geräuschen aus dem Kältekreislauf zu verstehen, um gezielt Maßnahmen abzuleiten und diese auch zu prüfen.

1.3 Ziele der Arbeit

Die wissenschaftlichen Ziele dieser Arbeit sind:

- Die vorhandene Literatur zum Thema Akustik im Pkw-Kältekreislauf zu sichten und sinnvoll zusammenzustellen, um den Einfluss einzelner Komponenten im Pkw-Kältekreislauf auf die Schallentstehung und Schallübertragung aufzuzeigen.
- Das trompetenartige Geräusch ist ein nach dem Stand der Wissenschaft bekanntes Geräusch, dessen Ursache bisher jedoch noch nicht geklärt werden konnte. Das wissenschaftliche Ziel dieser Arbeit ist es, diese Lücke zu schließen und eine physikalische Erklärung für die Entstehung des trompetenartigen Geräusches zu erarbeiten.
- Ein Beitrag zur Wissenschaft soll zudem dadurch geleistet werden, dass untersucht wird, welche Betriebsbedingungen des Kältekreislaufes und welche bauteilabhängigen Einflussfaktoren des TXVs ein Auftreten des Geräusches begünstigen bzw. vermindern. Hierdurch soll ein wichtiger Grundstein gelegt werden, welcher es den Entwicklern und Herstellern von TXV bzw. von Pkw-Kälteanlagen ermöglicht, ihre Bauteile unter Kenntnis der relevanten Einflussfaktoren auf ein Auftreten des Geräusches zu prüfen bzw. ihre Bauteile so auszulagern, dass ein Auftreten des Geräusches vermieden wird.

1.4 Aufbau der Arbeit

In dieser Arbeit werden in den **Kapiteln 2 und 3** zunächst die **Grundlagen der Akustik** im Allgemeinen und der **Pkw-Kältekreislaufakustik** im Speziellen vorgestellt, um ein Verständnis für die nachfolgenden Untersuchungen und Überlegungen zu schaffen. Die Grundlagen der Pkw-Kältekreislaufakustik in Kapitel 3 leisten darüber hinaus einen Beitrag zur Wissenschaft, indem eine Zusammenfassung der Thematik „Akustik im Pkw-Kältekreislauf“ erstellt wird. Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, ist der Autorin zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit keine umfassende Erläuterung der Thematik bekannt und die veröffentlichte Literatur eher spärlich vorhanden. Weiterhin wird die Thematik „Akustik im Pkw-Kältekreislauf“ in Kapitel 3 nach Bauteilen des Kältekreislaufes gegliedert. Hierdurch hebt sich diese Arbeit vom Stand der Wissenschaft ab, da sich bisherige Veröffentlichungen der Thematik meist von der Seite einzelner Geräuschphänomene her genährt haben, wie im vorherigen Abschnitt in Tabelle 1 zusammengefasst.

Die nachfolgenden Kapitel 4 und 5 widmen sich dem wissenschaftlichen Ziel, die Ursache und Entstehung des trompetenartigen Geräusches zu ergründen. In **Kapitel 4** wird das trompetenartige Geräusch dazu zunächst experimentell untersucht. Es wird ein Verfahren zur **Erzeugung des Geräusches** im Fahrzeug beschrieben und die **Geräuschcharakteristik** analysiert. Dieses Vorgehen, ein Geräusch aus dem Kältekreislauf zunächst experimentell im Fahrzeug nachzustellen, eine Geräuschanalyse durchzuführen und diese zu nutzen, um die Geräuschursache zu identifizieren, ist ein gängiges Vorgehen nach Stand der Wissenschaft. Angewandt auf das trompetenartige Geräusch ergänzt es jedoch den Stand der Wissenschaft, da das trompetenartige Geräusch in einigen Veröffentlichungen (Thawani et al. 2013, S. 1117; Liu et al. 2015) zwar Erwähnung findet, ein experimentelles Verfahren zur Erzeugung des Geräusches und die Geräuschcharakteristik bisher nicht beschrieben wurden. Anhand der Geräuschcharakteristik wird eine **stehende Welle** in der Hochdruckleitung vor dem TXV-Eintritt als Geräuschursache ausgemacht und auch experimentell nachgewiesen.

Kapitel 5 widmet sich nun dem zentralen Ziel dieser Arbeit, eine physikalische Erklärung für die Entstehung des trompetenartigen Geräusches herzuleiten. Es wird eine eigene **These zur Geräuschentstehung** aufgestellt: Der Ventilmechanismus des TXVs wird durch Kältemittelpulsationen des Verdichters zur Schwingung angeregt. Diese Schwingung löst hochdruckseitig vor dem Eintritt in das TXV einen pulsierenden Druckstoß aus. Aufgrund einer Wechselwirkung zwischen dem Druckstoß und einer longitudinalen Mode der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt wird das trompetenartige Geräusch letztlich ausgelöst. Wie eingangs formuliert, ist es ein weiteres Ziel dieser Arbeit, die Betriebspunkte des Kältekreislaufes, welche ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches begünstigen, zu identifizieren. Zu diesem Zweck wird in Kapitel 5 eine **experimentelle Untersuchung** durchgeführt, welche zum einen den **Anregungspfad** über das Kältemittel als auch die **Kältemittelzustände** erfasst, welche zu Beginn des trompetenartigen Geräusches auftreten.

Der Einfluss der Kältemittelzustände auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches wird anschließend theoretisch hergeleitet. **Kapitel 6** befasst sich dabei mit der mathematischen **Berech-**

nung eines Druckstoßes im TXV. Druckstöße werden durch einen schlagartigen Ventilverschluss bedingt und sind ein nach Stand der Wissenschaft bekanntes Phänomen, wie in Kapitel 6 noch genauer erläutert werden wird. Der Druckstoß ist im Zusammenhang mit dem TXV in Pkw-Kälteanlagen bisher jedoch noch nicht beschrieben worden. An dieser Stelle wird daher der Stand der Wissenschaft ergänzt. Es wird eine eigene, mathematische Beschreibung des Druckstoßes im TXV hergeleitet, anhand welcher der **Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustandes** auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches erläutert wird.

Um den **Einfluss weiterer Betriebsparameter des Kältekreislaufes und der bauteilabhängigen Faktoren des TXVs** zu untersuchen, wird in **Kapitel 7** das dynamische Verhalten des TXVs diskutiert. Es wird ein eigenes Modell zur Beschreibung des **dynamischen Übertragungsverhaltens des TXVs** als Feder-Masse-System und eine eigene Beschreibung des Thermokopfes als Gas-/Hydraulikfeder aufgestellt. Der Begriff Dynamik wird in dieser Arbeit im Zusammenhang mit Schwingungen des Ventilmechanismus des TXVs im akustisch relevanten Frequenzbereich von 20 bis 20.000 Hz verwendet. Der Stand der Wissenschaft umfasst Modelle des TXVs, welche das Verhalten des TXVs zur Regelung der Überhitzung des Kältemittels am Verdampferaustritt beschreiben. Diese Modelle bilden die thermische Dynamik des TXVs ab, können jedoch nicht zur Beschreibung der akustisch relevanten Schwingungen im Bereich von 20 bis 20.000 Hz verwendet werden. Diese Arbeit leistet somit auch einen Beitrag zur Wissenschaft durch die Erstellung eines dynamischen TXV-Modells. Anhand des dynamischen TXV- und Thermokopfmodells kann aufgezeigt werden, wie das dynamische Übertragungsverhalten des TXVs in Zusammenspiel mit dem Resonanzverhalten der Kältemittelleitung vor dem TXV-Eintritt ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches beeinflusst. Das Modell zeigt zudem, wie sich die Dämpfung des TXVs und der Thermokopf auf das dynamische Übertragungsverhalten des TXVs auswirken.

Die theoretische Beschreibung des trompetenartigen Geräusches wird abschließend mit den Beobachtungen der experimentellen Untersuchung aus Kapitel 5 verglichen. Die zuvor aufgestellte These zur Entstehung des trompetenartigen Geräusches wird durch die Beobachtungen aus den experimentellen Untersuchungen gestützt.

2 Grundlagen der Akustik

Als Schall bezeichnet man „mechanische Schwingungen in elastischen Medien, also Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern“ (Pflüger et al. 2010, S. 1). Da bei der Schallübertragung in Festkörpern andere Gesetzmäßigkeiten und Eigenschaften gelten als bei der Übertragung von Schall in Fluiden, unterscheidet man zwischen Körperschall und Fluidschall. Ist das übertragende Fluid Luft, spricht man häufig auch von Luftschall innerhalb des Fluidschalls. Bei Geräuschen aus dem Kältekreislauf sind meist mehrere Formen der Schallübertragung involviert. Schallübertragung findet als Fluidschall im flüssigen und gasförmigen Kältemittel, strukturellmechanisch über Bauteile des Kältekreislaufes als Körperschall und über Luftschall zum Insassenohr statt. Nachfolgend werden daher Fluid- und Körperschall genauer erläutert. Da im Kältekreislauf Schall vielfach über das Kältemittel, welches durch die Kältemittelleitungen strömt, übertragen wird, werden zudem Besonderheiten der Schallausbreitung in Rohren vorgestellt. Weiterhin werden die menschliche Wahrnehmung von Schall sowie die spektrale Analyse von akustischen Signalen erläutert.

2.1 Schall in Gasen und Flüssigkeiten

2.1.1 Kenngrößen des Fluidschalls

Schalldruck, Schalldichte und Schallschnelle

Als Fluidschall bezeichnet man Schwingungen des Fluids, welche „in Folge von Kompressibilität und Masse“ des Fluids übertragen werden (Möser 2012, S. 1). Erfolgt die Schallausbreitung über die Luft spricht man auch von Luftschall. Diese Schwingungen sind physikalisch betrachtet kleine zeitliche und lokale Schwankungen des Druckes, wie in Abbildung 1 dargestellt, und der Dichte und um ihre statischen Ruhelagen p_0 und ρ_0 und herum (Lerch et al. 2008, 7f.).

$$p_G = p_{dyn} + p_0 \quad (1)$$

$$\rho_G = \rho_{dyn} + \rho_0 \quad (2)$$

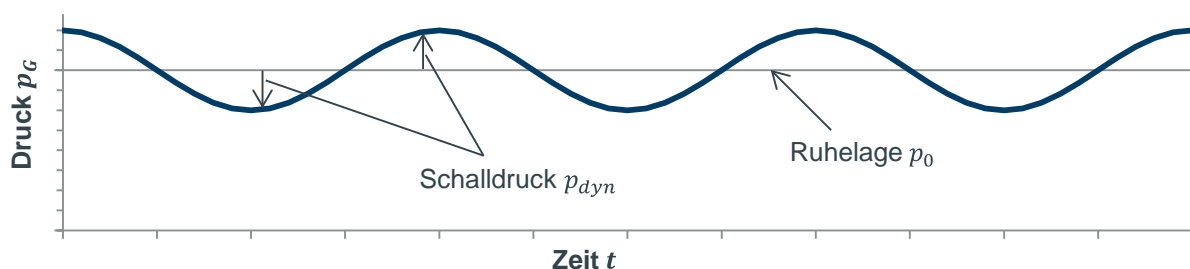


Abbildung 1: Zeitliche Schwankung des Drucks um eine Ruhelage.

Der Wechseldruck p_{dyn} wird auch als **Schalldruck** bezeichnet und ist die wichtigste akustische Schallfeldgröße. Das Schallfeld wird neben Schalldruck und **Schalldichte** ρ_{dyn} auch durch die Schallfeldgröße **Schallschnelle** \vec{v}_{dyn} beschrieben. Sie ist eine vektorielle Größe, die richtungsabhängig die Geschwindigkeit der Fluidteilchen um ihre Ruhegeschwindigkeit herum beschreibt (Lerch et al. 2008, 7f.). Für Schallfelder in Gasen gilt zudem, dass Schallvorgänge mit Ausnahme von sehr tiefen Frequenzen schnell gegenüber Wärmeleitvorgängen sind, sodass diese Schallvorgänge als adiabatisch betrachtet werden können. Neben Druck und Dichte schwankt somit auch die Temperatur des Fluids um eine Ruhelage herum (Möser 2012, S. 21–22).

$$T_G = T_{dyn} + T_0 \quad (3)$$

2.1.2 Schallausbreitung in Gasen und Flüssigkeiten

Wellengleichung zur Beschreibung der Schallausbreitung

Ein Gasvolumenelement setzt einer Volumenänderung, nicht jedoch einer Formänderung, eine Reaktionskraft entgegen. Es reagiert also nur auf Kräfte normal/senkrecht zu seinen Oberflächen. Entsprechend werden Schallwellen in Fluiden nur in Richtung der Auslenkung der Teilchen übertragen. Hieraus ergibt sich als Wellenform die Longitudinalwelle, auch Längswelle oder Dilatationswelle genannt (Sinambari und Sentpali 2014, S. 7).

Die Ausbreitung der Schalldruckwelle $p_{dyn} = p_{dyn}(x, y, z, t)$ im ruhenden Fluid wird durch die homogene Wellengleichung

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 p_{dyn}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{dyn}}{\partial t^2} \quad (4)$$

x_i Raumrichtungen x, y, z

beschrieben (Sinambari und Sentpali 2014, S. 10). Auch weitere Schallfeldgrößen, wie die Schalldichte und die Schallschnelle werden durch eine homogene Wellengleichung beschrieben. Die Schallgeschwindigkeit c beschreibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle und wird nachfolgend erläutert. Als Lösung der Wellengleichung wird in der Literatur meist eine harmonische Schwingung als Ansatz gewählt. Für die eindimensionale Betrachtung ergibt sich als Lösung der Wellengleichung damit die ebene Längswelle (Möser 2012, 35f.; Sinambari und Sentpali 2014, 11–15)

$$p_{dyn}(x, t) = \hat{p}_{dyn} * \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + \varphi\right) = \hat{p}_{dyn} * \cos(\omega t - \sigma x + \varphi) = \hat{p}_{dyn} e^{i(\omega t - \sigma x + \varphi)} \quad (5)$$

mit der Kreisfrequenz ω , der Phasenverschiebung φ und der Wellenzahl σ

$$\sigma = \frac{\omega}{c}, \quad (6)$$

welche die Anzahl von Wellen pro Längeneinheit angibt.

Frequenz, Wellenlänge und Frequenzspektrum

Eine schwingende Welle besitzt die Periodendauer T . Der Kehrwert der Periodendauer ist die Frequenz f . Gebräuchlich ist auch die Kreisfrequenz ω bei harmonischen Schwingungen (Möser 2012, S. 36).

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{T} \quad (7)$$

Die Wellenlänge λ der Schwingung ergibt sich in Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit (Möser 2012, S. 36).

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{1}{\sigma} \quad (8)$$

Tonalität und Spektrum

Akustische Signale setzen sich meist aus verschiedenen spektralen Anteilen unterschiedlicher Wellenlängen zusammen. Das Frequenzspektrum eines Geräusches zeigt auf, aus welchen Frequenzen bzw. Frequenzanteilen es zusammengesetzt ist. Wird das Frequenzspektrum durch eine Frequenz oder einen engen Frequenzbereich dominiert, spricht man von einem tonalen Geräusch. Setzt es sich hingegen aus einem breiten Frequenzbereich zusammen, wird das Geräusch als breitbandig bezeichnet.

Schallgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeit, mit der sich Schallwellen in Fluiden und Festkörpern fortsetzen, wird als Schallgeschwindigkeit bezeichnet. Die Schallausbreitung in Gasen und Flüssigkeiten ist nicht dispersiv, d. h. Wellen breiten sich frequenzunabhängig mit der gleichen Schallgeschwindigkeit aus (Möser 2012, S. 19). Die Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (9)$$

hängt davon ab, mit welcher Druckänderung das Fluid auf eine kleine Dichteänderung bei adiabater isentroper Zustandsänderung, dies gilt mit Ausnahme von sehr tiefen Frequenzen, reagiert (Nguyen et al. 1981, S. 311). Die Schallgeschwindigkeit im unendlichen Medium kann auch durch den Kompressionsmodul K bzw. den isentropen Kompressionsmodul K_s oberhalb tiefer Frequenzen beschrieben werden (Van Dijk, P. J. 2005, S. 18):

$$c^2 = \frac{K_s}{\rho} \quad (10)$$

Im idealen Gas (Index *Gas*) lässt sie sich vereinfachen zu (Sinambari und Sentpali 2014, S. 9f., 12):

$$c_{Gas} = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \quad (11)$$

γ Isentropenexponent

Akustische Impedanz

Der Widerstand, den das Medium der Ausbreitung von Druckwellen entgegenbringt wird als akustische **Impedanz \underline{Z}**

$$\underline{Z} = \frac{p_{dyn}}{v_{dyn}} \quad (12)$$

bezeichnet. Die Impedanz ist allgemein ausgedrückt das Verhältnis von anregendem Druck zur Schallschnelle, mit der das System reagiert (Sinambari und Sentpali 2014, S. 34). Sie ist eine komplexe Größe und umfasst damit auch die Phasenlage von Schallschnelle und Druck zueinander. Sind beide Größen in Phase, wie im ebenen, unendlichen Wellenfeld, ist die Impedanz reell.

$$Z = \frac{p_{dyn}}{v_{dyn}} \quad (13)$$

2.1.3 Schallausbreitung im zweiphasigen Kältemittel

Schallgeschwindigkeit

Die mittlere Schallgeschwindigkeit in einer zweiphasigen Strömung ist neben dem Dampfgehalt des Fluids und den thermodynamischen Zuständen der Phasen auch von der Strömungsform abhängig. Die Strömungsform wird u. a. bestimmt durch den Dampfgehalt, die Viskosität, die Dichte, die Strömungsgeschwindigkeiten und den Schlupf der Phasen und die Neigung des Rohres. Einige Strömungsformen sind in Abbildung 2 für das vertikale Rohr und für das horizontale Rohr dargestellt. In einer Blasen- oder Sprühströmung, in der die Dampfblasen bzw. Flüssigkeitströpfchen klein gegenüber der Wellenlänge sind, spricht man von einer akustisch homogenen Zweiphasenströmung (Van Dijk, P. J. 2005, S. 15). Bei der Schichtenströmung und der Ringströmung spricht man hingegen von einer heterogenen, separierten Strömung. Zur Bestimmung der Strömungsform können Strömungsformkarten genutzt werden, welche jedoch nur für bestimmte Fluide und innerhalb bestimmter Geltungsbereiche erstellt wurden, z. B. Taitel und Dukler 1976, Taitel et al. 1980, Hewitt und Roberts 1969 und Mandhane et al. 1974.

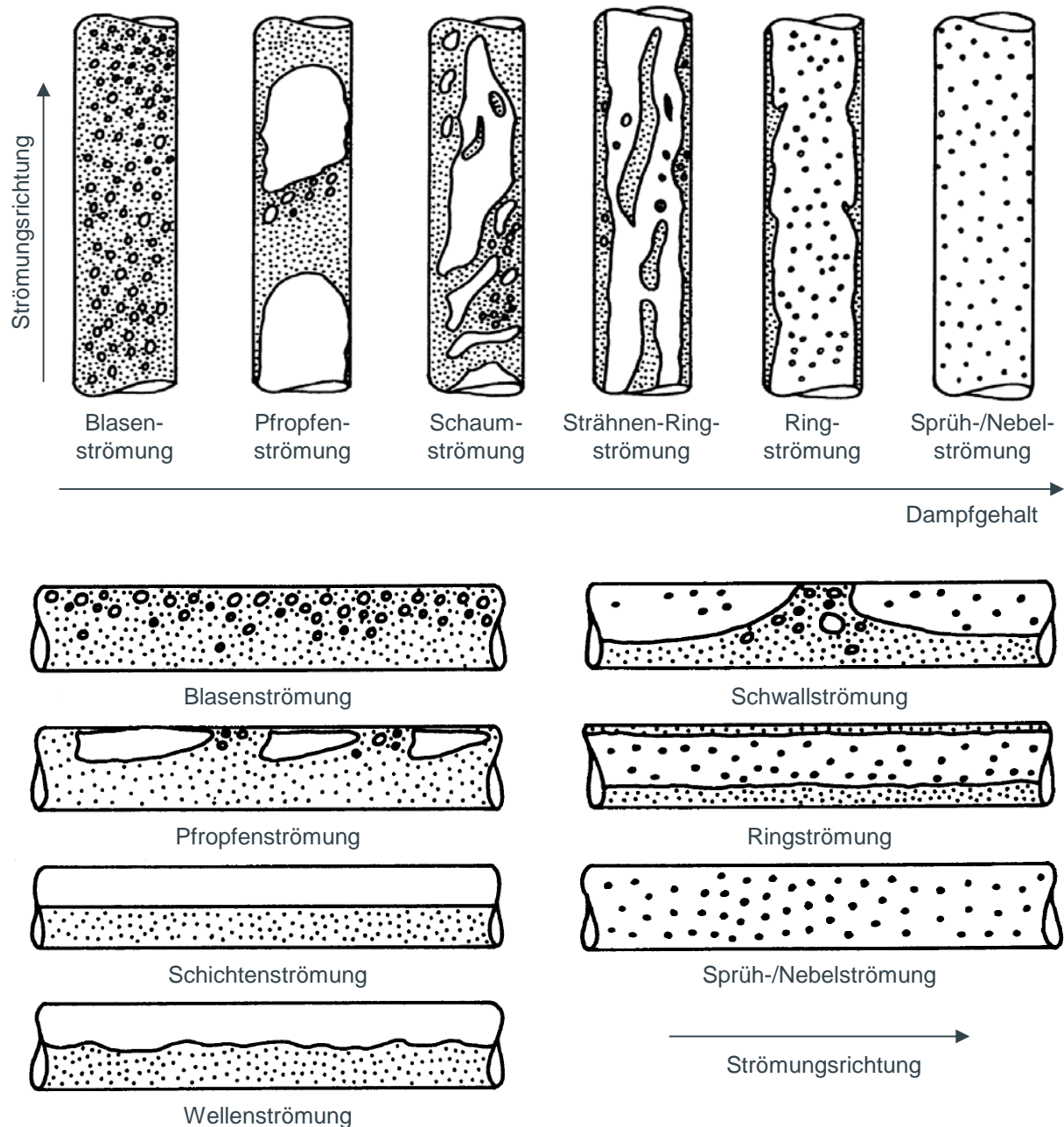


Abbildung 2: Strömungsformen zweiphasiger Strömung im vertikalen, unbeheizten Rohr und im horizontalen, unbeheizten Rohr (in Anlehnung an Baehr und Stephan 2006, S. 526f.).

Die mittlere Schallgeschwindigkeit in einer zweiphasigen Strömung aus Kältemittel-Öl-Gemisch wird von Flieger (Flieger 2018) am Institut für Thermodynamik der TU Braunschweig untersucht. Flieger et al. 2017 konnten für das Kältemittel R134a bereits zeigen, dass für eine homogen durchmischte Blasenströmung näherungsweise das Modell von Wood (Wood 1930), für eine separierte Schichtenströmung jedoch das Modell von Henry (Henry et al. 1971) für die Schallgeschwindigkeit genutzt werden kann. Die Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Dampfgehaltes ist für beide Modelle in Abbildung 3 dargestellt. Nach dem Modell von Wood gilt für die mittlere Schallgeschwindigkeit c_m in der homogen durchmischten Blasenströmung:

$$\frac{1}{c_m^2} = \left(\frac{\alpha}{c_V^2 * \rho_V} + \frac{1 - \alpha}{c_L^2 * \rho_L} \right) * (\alpha * \rho_V + (1 - \alpha) * \rho_L) \quad (14)$$

α Volumendampfgehalt (m^3 Dampf/ m^3 gesamt)

V Index: Dampfphase (Vapor)

L Index: Flüssigphase (Liquid)

Für die Schallgeschwindigkeit in einer separierten Schichtenströmung nach Henry gilt für die mittlere Schallgeschwindigkeit c_m :

$$c_m^2 = c_V^2 * \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha} * \frac{\rho_V}{\rho_L} \right) \quad (15)$$

Flieger et al. 2017 haben anhand experimenteller Versuche nachgewiesen, dass das Verdichteröl SP-A2 bei einem Ölgehalt von 0-10 % im untersuchten Messbereich keinen signifikanten Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit der zweiphasigen R134a-Kältemittelströmung hat.

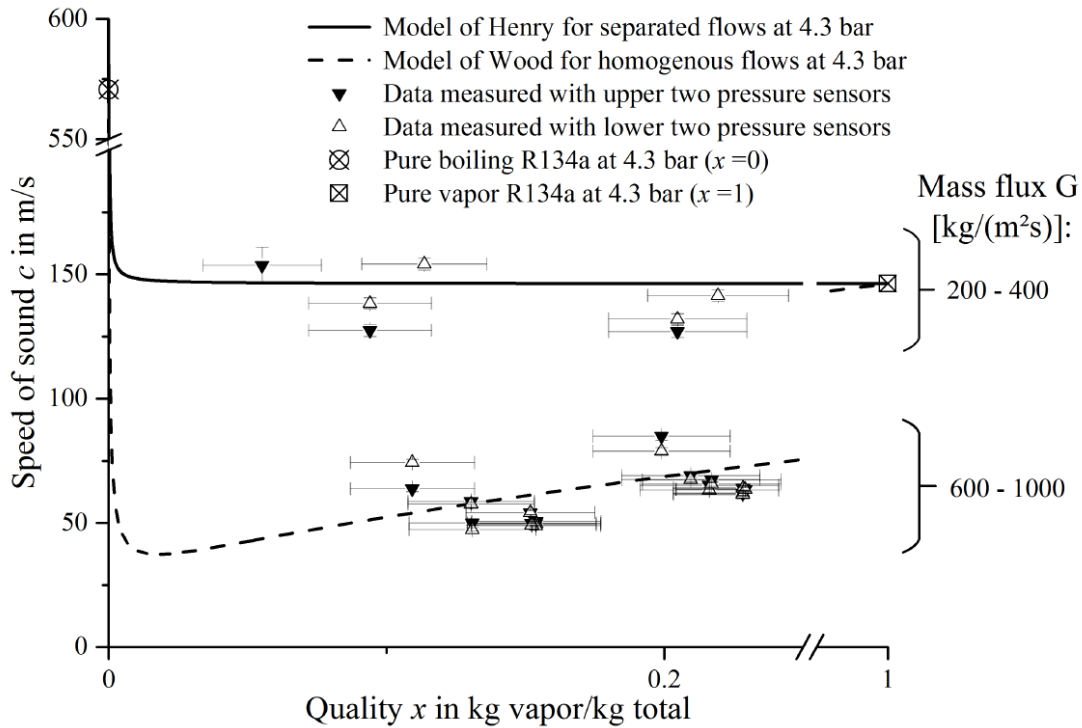


Abbildung 3: Schallgeschwindigkeit in einer zweiphasigen R134a-Kältemittel-Strömung (homogen und separiert) mit einer Massenstromdichte von 200 bis 1000 $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ und einem Kältemitteldruck von 4,0 bis 4,6 bar (Flieger et al., S. 6).

2.2 Kenngrößen und Schallausbreitung von Körperschall

Als Körperschall bezeichnet man „zeitlich wechselnde Bewegungen und Kräfte in festen Körpern“ (Möser und Kropp 2010, S. 1), also strukturmechanische Schwingungen. Im Gegensatz zu Gasen reagiert ein Festkörper neben einer Volumenänderung auch auf eine Formänderung mit elastischen Kräften. In festen Körpern werden somit neben Normalkräften auch tangentielle Kräfte, die Schubspannungen, übertragen (Möser 2012, 123f.). Als Folge breiten sich neben den Longitudinalwellen wie im Luftschall weitere Wellenformen aus. Je nach Wellenform unterscheidet sich die Schallgeschwindigkeit, welche für Biegewellen sogar frequenzabhängig ist. Die Frequenzabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit bezeichnet man als Dispersion (Sinambari und Sentpali 2014, S. 26; Möser 2012, S. 19). Die verschiedenen Wellenarten sind in Abbildung 4 schematisch dargestellt. Im unendlichen festen Körper können folgende Wellenarten auftreten:

- **Longitudinalwellen/Dichtewellen:** Die Richtung der Teilchenschwingung und die Ausbreitungsrichtung sind gleich. Sie sind vergleichbar mit Längswellen in Fluiden.
- **Transversalwellen/Schubwellen:** Die Teilchenbewegung und die Ausbreitungsrichtung sind senkrecht zueinander.

Bei technischen Bauteilen – wie denen im Kältekreislauf – handelt es sich um begrenzte feste Körper, bei denen mindestens eine Ausdehnungsrichtung des Körpers klein gegenüber der Wellenlänge ist. In begrenzten festen Körpern können weitere Wellenformen hinzukommen. Diese Wellenformen haben sowohl longitudinale als auch transversale Wellenanteile. Als vereinfachte begrenzte feste Körper werden Platten und Stäbe betrachtet. Plattenartige Körper sind Körper, deren Abmessung in einer Raumrichtung klein gegenüber der Wellenlänge ist. Als stabartige Körper bezeichnet man Körper, deren Abmessungen quer zur Ausbreitungsrichtung der longitudinalen Welle klein sind gegenüber der Wellenlänge.

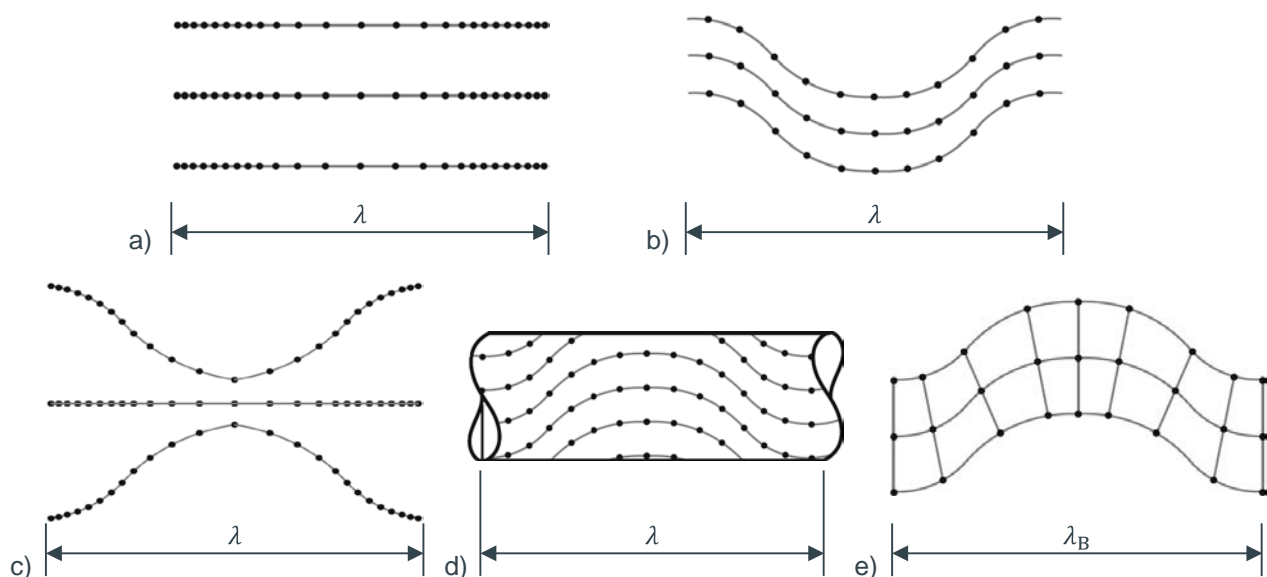


Abbildung 4: Wellenformen: a) Longitudinalwelle, b) Transversalwelle, c) Dehnwelle, d) Torsionswelle und e) Biegewelle (nach Sinambari und Sentpali 2014, S. 23–25).

In begrenzten festen Körpern können ebenso folgende Wellenformen auftreten:

- **Dehnwellen:** Dehnwellen sind quasilongitudinale Wellen in Stäben oder Platten, deren sekundäre Transversalwellen durch Querkontraktion des Stabes bzw. der Platte entstehen (Sinambari und Sentpali 2014, S. 22).
- **Torsionswellen:** Torsionswellen treten in stabartigen Körpern auf und sind zirkular gerichtete Schubwellen. (Möser und Kropp 2010, S. 43–47)
- **Biegewellen:** Biegewellen können sich in stabartigen oder plattenartigen Körpern ausbreiten. Gegenüber allen bereits vorgestellten Wellenformen stellen sie eine Besonderheit dar, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Biegewellen frequenzabhängig ist. Dies bezeichnet man auch als Frequenzdispersion (Sinambari und Sentpali 2014, 25f.; Möser 2012, S. 19).

Bei einseitig begrenzten Körpern können zudem Oberflächen- bzw. Rayleighwellen auftreten, welche ebenfalls eine Kombination aus Longitudinal- und Transversalwellen darstellen (Möser und Kropp 2010, S. 89–92). Die Abstrahlung von Körperschall zu Luftschall findet durch die Bewegung der Oberflächen von Festkörpern statt, wobei nur Bewegungen senkrecht zur Oberfläche des Festkörpers in Luftschall übergehen können. Daher sind besonders Biegewellen für die Abstrahlung von Körperschall von Bedeutung (Möser 2012, S. 125).

2.3 Fluidschall in Rohrleitungen

2.3.1 Schallausbreitung

Ebenes Wellenfeld und Grenzfrequenz

In Fluiden in einer Rohrleitung breiten sich Druckwellen, deren Wellenlänge groß gegenüber dem Rohrquerschnitt ist, als eindimensionale ebene Längswellen entlang der Rohrachse aus. Dies gilt für alle Frequenzen, die unterhalb einer bestimmten Grenzfrequenz liegen. Im kreisförmigen, schallharten Rohr mit Innenradius r_{Ro} entspricht die Grenzfrequenz

$$f_{g1,0} = \frac{0,586 * c}{2r_{Ro}} \quad (16)$$

der ersten Radialresonanz, auch (1,0)-Mode genannt (Lerch et al. 2008, S. 180; Sinambari und Sentpali 2014, S. 391). Eine Mode ist eine Eigenschwingform. Die longitudinalen und transversalen Moden im Rohr werden in den Kapiteln 2.3.3 und 2.3.4 genauer erläutert. Die Grenzfrequenz im rechteckigen Rohr

$$f_{g1,0} = \frac{0,5 * c}{a_i} \quad (17)$$

hängt von der längeren Rechteckseite a_i ab (Sinambari und Sentpali 2014, S. 392). Für Druckwellen mit Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz erfolgt die Schallausbreitung auch über höhere Moden in radialer Richtung.

Schallgeschwindigkeit

Die Schallgeschwindigkeit in einem Fluid in einer Rohrleitung

$$\frac{1}{c^2} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s + \frac{\rho}{A_{Ro}} \left(\frac{\partial A_{Ro}}{\partial p} \right)_s \quad (18)$$

wird sowohl durch die Stoffeigenschaften des schallleitenden Fluids als auch durch die Verformbarkeit des Rohres beeinflusst (Ghidaoui et al. 2005, S. 52). Der erste Term drückt den Einfluss der Kompressibilität des Fluids auf die Schallgeschwindigkeit aus, der zweite Term den Einfluss der Verformbarkeit des Rohres und der Rohrquerschnittsfläche A_{Ro} . Für ein kreisförmiges Rohr aus einem Material mit dem Elastizitätsmodul E_W , der Wanddicke δ_W und dem Radius der Rohrleitung r_{Ro} ergibt sich die Schallgeschwindigkeit (Wehl 1984, S. 27)

$$c_{Ro} = \frac{c_\infty}{\sqrt{1 + \frac{2 * K_{Fluid}}{E_W} * \frac{\left(\frac{\delta_W}{r_{Ro}} + 1 \right)^2 + 1}{\left(\frac{\delta_W}{r_{Ro}} + 1 \right)^2 - 1}}} \quad (19)$$

c_∞ Schallgeschwindigkeit im unendlichen Medium

Schallimpedanz

Die akustische Impedanz Z_{Ro} in einem Fluid im kreisförmigen Rohr beträgt (Wehl 1984, S. 26)

$$Z_{Ro} = \frac{\rho * c_{Ro}}{r_{Ro}^2 * \pi} \quad (20)$$

2.3.2 Reflexion an Impedanzsprüngen

Trifft eine ebene Welle senkrecht auf einen Impedanzsprung, wird sie an diesem teilweise oder vollständig reflektiert. Im Bereich des Luftschalls ist ein solcher Impedanzsprung z. B. die Grenzfläche zwischen Luft und einer Wand bedingt durch einen Materialwechsel. Im Kältekreislauf können Impedanzsprünge durch Phasenwechsel des Kältemittels, Querschnittsprünge in der Rohrleitung oder ein verändertes Wandmaterial zustande kommen. Der Anteil des reflektierten Schalls ist dabei abhängig vom Reflexionskoeffizienten Γ , der sich bei senkrechtem Schalleinfall aus beiden Impedanzen berechnen lässt (Lerch et al. 2008, S. 55–59):

$$\Gamma_{1,2} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} = -\Gamma_{2,1} = \frac{p_{dyn,r}}{p_{dyn,e}} \quad (21)$$

$p_{dyn,r}$ Reflektierter Schalldruck

$p_{dyn,e}$ Einfallender Schalldruck

An einem Querschnittsprung eines Rohres ergibt sich somit durch Einsetzen von Gleichung (20) in (21) folgender Reflexionskoeffizient, siehe auch Abbildung 5 c und d (Möser 2012, S. 279):

$$\Gamma_{1,2} = \frac{r_1^2 - r_2^2}{r_2^2 + r_1^2} = \frac{1 - \frac{r_2^2}{r_1^2}}{1 + \frac{r_2^2}{r_1^2}} \quad (22)$$

Ist $Z_2 \gg Z_1$ ergibt sich $\Gamma = 1$. Dies gilt im Rohr, wenn eine ebene Schallwelle senkrecht auf ein geschlossenes, schallhartes Rohrende trifft, wie in Abbildung 5 a dargestellt. Die Schallschnelle an der schallharten Wand ist $v = 0$. Die reflektierte Welle hat den gleichen Schalldruck und die gleiche Phase wie die einfallende Welle. Ist $Z_2 \ll Z_1$ ergibt sich $\Gamma = -1$. Man spricht von einer schallweichen Reflexion, wie sie am offenen Ende eines Rohres auftritt, siehe Abbildung 5 b. Die reflektierte Welle hat den gleichen Schalldruckpegel wie die einfallende Welle, jedoch um π phasenversetzt (Sinambari und Sentpali 2014, 14f.). Ein positiver Reflexionskoeffizient ergibt sich, wenn $Z_2 > Z_1$ ist. Im Kältekreislauf kann dies u. a. an einer Querschnittsverengung mit $r_2 < r_1$ der Fall sein, vgl. Gleichung (22). Umgedreht ergibt sich ein negativer Reflexionskoeffizient an einer Querschnittserweiterung. Der nicht-reflektierte Teil wird transmittiert bei vernachlässigter Dissipation.

$$p_{dyn,e} = p_{dyn,r} + p_{dyn,t} = \Gamma * p_{dyn,e} + \tau * p_{dyn,e} \quad (23)$$

$p_{dyn,t}$ Transmittierter Schalldruck

Der Transmissionskoeffizient $\tau_{1,2}$ berechnet sich zu (Möser 2012, S. 279):

$$\tau_{1,2} = 1 + \Gamma_{1,2} = \frac{2 * Z_2}{Z_1 + Z_2} = 2 - \tau_{2,1} \quad (24)$$

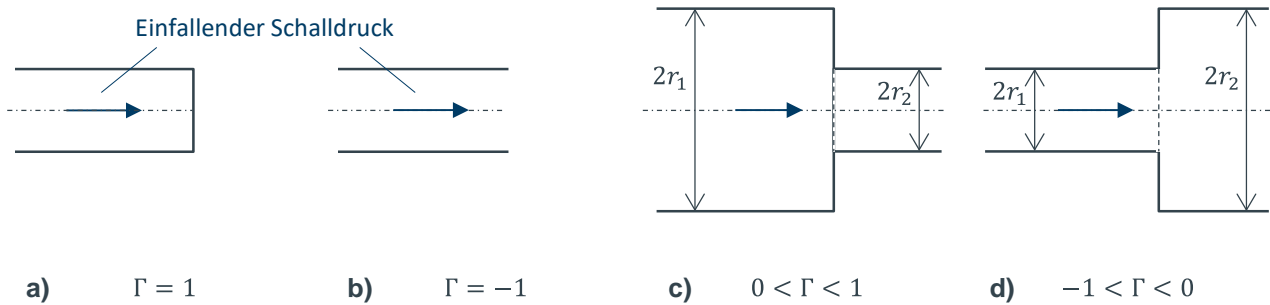


Abbildung 5: Reflexion an einem a) schallharten, geschlossenen Rohrende und b) schallweichen, offenen Rohrende sowie an c) einer Querschnittsverengung und d) einer Querschnittserweiterung.

2.3.3 Stehende Wellen als longitudinale Moden in begrenzten Rohrleitungen

Wenn sich zwei in entgegengesetzter Richtung laufende Wellen gleicher Frequenz und Amplitude überlagern, entsteht eine stehende Welle. Diese zeichnet sich dadurch aus, dass sich lokal Wellenknoten (Schalldruck ist Null) und Wellenbäuche (Schalldruckschwingung ist maximal) ausbilden. Eine stehende Welle ist in Abbildung 6 dargestellt. Die Überlagerung zweier Wellen kann durch Reflexion oder zwei gegenüberliegende Schallquellen zustande kommen. (Möser 2012, 38-41)

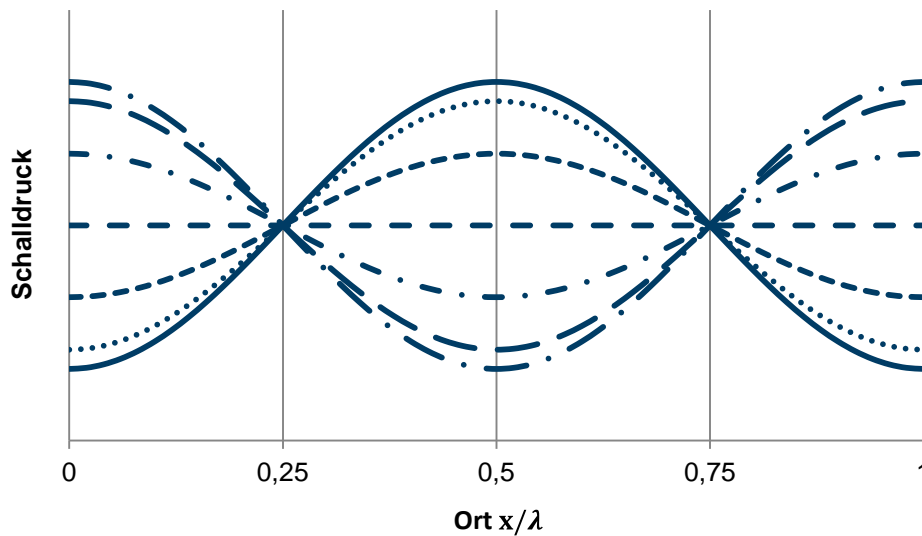


Abbildung 6: Schalldruck über dem Ort zu verschiedenen Zeitpunkten für eine stehende Welle (nach Möser 2012, S. 39).

Betrachtet man ein fluidgefülltes, zylindrisches Rohr, kann sich in diesem Rohr eine ebene Welle ausbreiten, die an den Rohrenden reflektiert wird (Lerch et al. 2008, S. 180–186). Die einfallende und die reflektierte Schallwelle überlagern sich und bilden für bestimmte Wellenlängen bzw. Frequenzen eine stehende Longitudinalwelle. Diese Frequenzen sind die Eigenfrequenzen des Rohres, in der Akustik auch longitudinale Moden genannt. Die stehende Welle mit der größten Wellenlänge λ wird als Grundschiwingung oder auch 1. Harmonische bezeichnet. Ihre Frequenz ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit des Fluides und der Rohrlänge. In einem beidseitig geöffneten/geschlossenen Rohr kann sich eine stehende Welle mit $\frac{1}{2}$ -Wellenlänge ausbilden, deren Frequenz

$$f_{0,R0} = \frac{c}{2L_{R0}} \quad (25)$$

sich mit der Rohrlänge L_{R0} berechnen lässt (Möser 2012, S. 38–41; Sinambari und Sentpali 2014, 120f.). Neben der Grundschiwingung können sich auch Moden höherer Ordnung ausbilden. Diese werden als Harmonische oder Obertöne bezeichnet und sind ganzzahlige Vielfache der Grundschiwingung. So wird die doppelte Frequenz der Grundschiwingung als 2. Harmonische bzw. 1. Oberton bezeichnet. Welche Harmonischen sich ausbilden, hängt dabei von der Art der Reflexion

am Rohrende ab. Im beidseitig geschlossenen bzw. beidseitig offenen Rohr treten Obertöne mit den Frequenzen

$$f_{i,Ro} = \frac{(i+1) * c}{2L_{Ro}}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

auf. In einem einseitig geöffneten und geschlossenen Rohr bildet sich hingegen als Grundschwingung eine stehende Welle mit einer $\frac{1}{4}$ -Wellenlänge aus, deren Frequenz

$$f_{0,Ro} = \frac{c}{4L_{Ro}} \quad (27)$$

ist und die Frequenzen der Obertöne

$$f_{i,Ro} = \frac{(2i+1) * c}{4L_{Ro}}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (28)$$

sind. Die Grundschwingungen stehender Wellen und deren 2. und 3. Harmonische sind in Abbildung 7 für das beidseitig offene, beidseitig geschlossene und einseitig offene/geschlossene Rohr dargestellt. Am offenen Rohrende findet eine schallweiche, am geschlossenen Rohrende eine schallharte Reflexion statt, vgl. Kapitel 2.3.2.

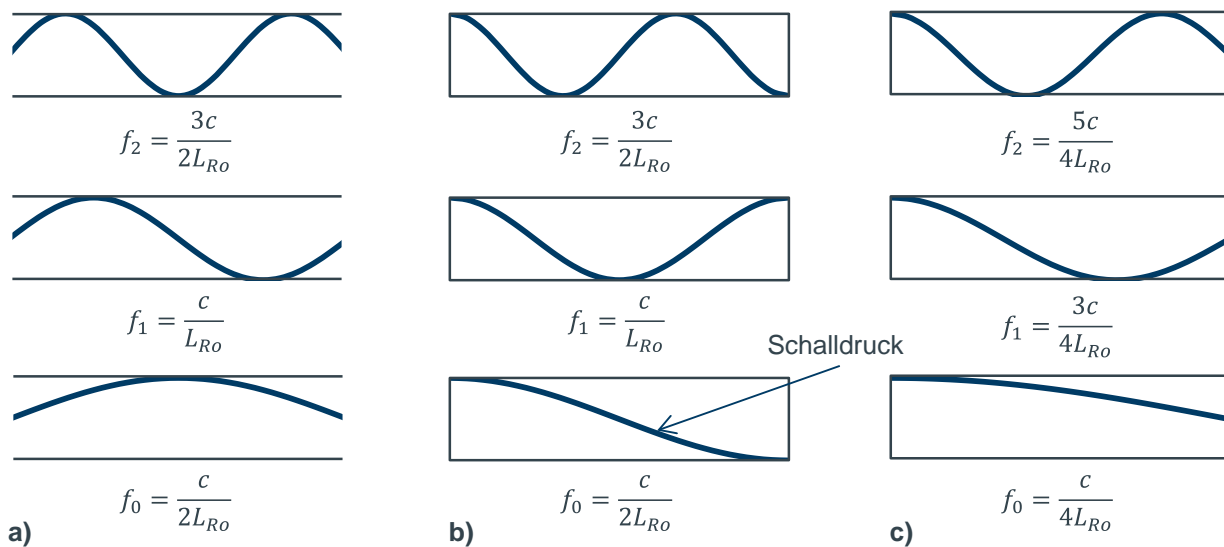


Abbildung 7: Grundschwingung, 2. und 3. Harmonische einer stehenden Welle in einer Rohrleitung mit a) beidseitig offenen, b) beidseitig geschlossenen Enden und c) offenem und geschlossenem Ende.

2.3.4 Transversale akustische Moden im Rohr

Neben den bereits beschriebenen stehenden ebenen Longitudinalwellen im Rohr können sich auch weitere Eigenschwingformen im Rohr ausbilden. Diese Eigenschwingformen werden auch als Moden bezeichnet. Quer zur Rohrachse bilden sich Druckbäuche und Knoten aus. In Abbildung 8 sind die ersten akustischen Moden im schallharten Rohr quer zur Achse zusammengefasst. Ihre Eigenfrequenzen lassen sich berechnen mit (Norton 1989, 440f.; Rodarte et al. 1999b, 2f.):

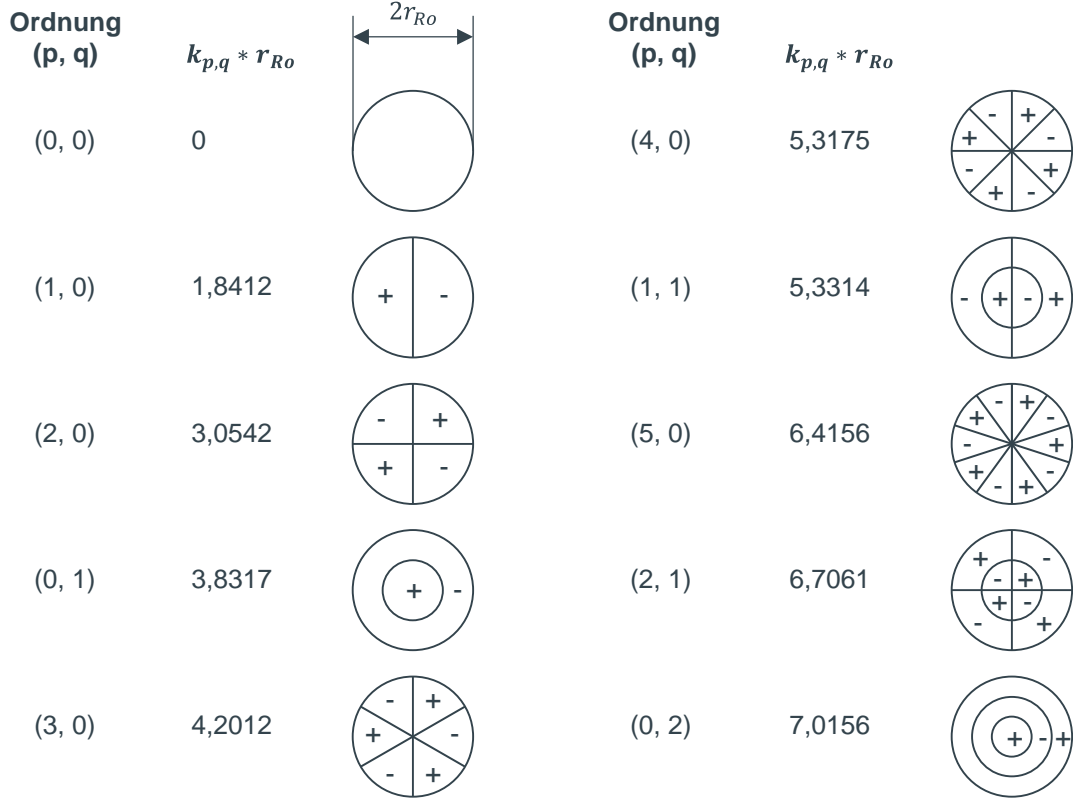


Abbildung 8: Akustische Moden im kreisförmigen Rohr (nach Norton 1989, 440f., Rodarte et al. 1999b, S. 3.).

$$f_{p,q} = \frac{k_{p,q} * c}{2\pi} \quad (29)$$

$k_{p,q}$ Eigenwert zugehörig zur (p,q)-Mode

Die Indizes p, q bezeichnen die Ordnung der Mode. In durchströmten Rohren hängt die Eigenfrequenz auch von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Unter Annahme einer homogenen Strömungsgeschwindigkeit u und der Machzahl $Ma = u/c$ ergeben sich für die Eigenfrequenzen zu:

$$f_{p,q} = \frac{k_{p,q} * c * (1 - Ma^2)^{1/2}}{2\pi} = \frac{k_{p,q} * c * \left(1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2\right)^{1/2}}{2\pi} \quad (30)$$

2.4 Menschliche Wahrnehmung von Schall

Als von menschlichen Ohr wahrnehmbarer Bereich werden je nach Quelle 16 Hz – 16.000 Hz (u. a. Möser 2012, S. 1) oder 20 Hz – 20.000 Hz (u. a. Pflüger et al. 2010, S. 2) angegeben. Über die Körperoberfläche kann der Mensch zudem Vibrationen im Bereich von 1 Hz bis 200 Hz wahrnehmen (Pflüger et al. 2010, S. 2). Frequenzen unterhalb des hörbaren Bereichs werden als Infraschall,

Frequenzen oberhalb als Ultraschall bezeichnet (Möser 2012, S. 1). Der Hörbereich des menschlichen Ohres verringert sich mit dem Alter.

Effektivwert, Schalldruckpegel und menschliche Wahrnehmung

Da der Schalldruck orts- und zeitabhängig ist, ist es gebräuchlich diesen auch als **Effektivwert** \tilde{p}_{dyn} anzugeben.

$$\tilde{p}_{dyn} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p_{dyn}^2(t) dt} \quad (31)$$

T Periodendauer

Das Lautstärkeempfinden des menschlichen Ohrs verhält sich nicht linear zum Schalldruck sondern ist proportional zum Logarithmus des Schalldrucks. Daher ist es sinnvoll, die Darstellung des Schalldrucks über eine logarithmische Skala zu wählen, sodass der Schalldruck p_{dyn} häufig als **Schalldruckpegel** L angegeben wird. Dieser ist definiert als

$$L = 10 \log_{10} \frac{\tilde{p}_{dyn}^2}{p_{Ref}^2} \text{ dB} = 20 \log_{10} \frac{\tilde{p}_{dyn}}{p_{Ref}} \text{ dB} \quad (32)$$

p_{Ref} Referenzdruck $p_{Ref} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$

Als Referenzwert bei der Schalldruckpegelberechnung von Luftschall wird die untere Hörgrenze des Menschen von $20 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$ bei 1 kHz angegeben, sodass sich ein Schallpegel von 0 dB ergibt. Die obere Schmerzgrenze des menschlichen Ohres liegt bei etwa 200 Pa, d. h. 140 dB. Der Faktor 20 bei der Schallpegelberechnung wurde gewählt, da 1 dB der Unterschied ist, für den das menschliche Ohr gerade noch eine Änderung der Lautstärke wahrnehmen kann. (Möser 2012, S. 5–7)

In dieser Arbeit wird neben dem Schalldruckpegel in der Luft vielfach auch der Schalldruck im Kältemittel und die Beschleunigung an Körperoberflächen als Pegel angegeben. Die zur Pegelberechnung verwendeten Referenzwerte sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Ist der Wert einer gemessenen physikalischen Größe kleiner als ihr Referenzwert, ergibt sich ein negativer Pegel.

Tabelle 2: Übersicht der in dieser Arbeit als Pegel angegebenen physikalischen Größen und der zur Pegelberechnung in dB verwendeten Referenzwerte.

Physikalische Größe	dB-Referenzwert	Kennzeichnung
Luftschalldruck	$20 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$	L/db(SPL)
Schalldruck im Kältemittel (Kältemittelpulsation)	1 bar	L/db(bar)
Beschleunigung an einer Körperoberfläche	$1 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}^2$	L/db(m/s ²)

Frequenzbewertung: A-Bewertung

Das Lautstärkeempfinden des menschlichen Ohres ist frequenzabhängig. Im Bereich der menschlichen Sprache von etwa 2.000 bis 4.000 Hz ist die Empfindlichkeit am höchsten, im Bereich tiefer und hoher Frequenzen nimmt sie wieder ab (Sinambari und Sentpali 2014, S. 214). Daher wird bei der Frequenzanalyse von akustischen Signalen häufig eine Frequenzbewertung verwendet. Die am häufigsten verwendete Frequenzbewertung ist die sogenannte A-Bewertung (DIN EN 61672-1), welche in Abbildung 9 dargestellt ist. Der A-bewertete Schalldruckpegel wird in dBA angegeben oder als Schalldruckpegel $L(A)$ gekennzeichnet.

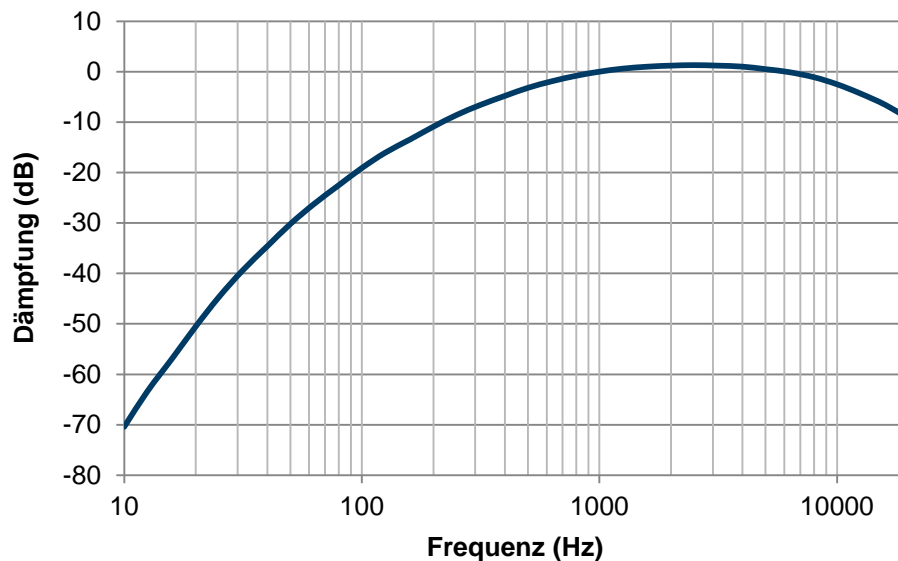


Abbildung 9: A-Bewertungskurve nach DIN EN 61672-1. Bei der A-Bewertung wird der Schalldruckpegel mit der abgebildeten Filterfunktion bewertet. Die A-Bewertung wird häufig verwendet, da sie ähnlich wie das menschliche Lautstärkeempfinden Frequenzen im Bereich von 1-6 kHz verstärkt, untere und obere Frequenzbereiche jedoch abschwächt. Die A-Bewertung kann das menschliche Lautstärkeempfinden jedoch nicht vollständig abbilden.

2.5 Spektralanalyse mittels Fast-Fourier-Transformation

Bei der akustischen Analyse von Geräuschen ist es häufig von Interesse, ein Geräusch hinsichtlich seiner spektralen Anteile zu analysieren. Um das Frequenzspektrum zu erhalten, muss das Zeitsignal, z. B. eine Mikrofonaufnahme des Schalldrucks in der Luft, in den Frequenzbereich überführt werden. Bei der digitalen Messdatenerfassung werden Zeitsignale diskret mit einer Abtastrate erfasst. Um das diskrete Zeitsignal in ein diskretes Frequenzspektrum zu überführen, wird eine Diskrete Fourier-Transformation (DFT) durchgeführt. Weitere Informationen zu Methoden der Fourier-Transformation finden sich z. B. in Butz 2012. Eine im Hinblick auf die Anzahl an erforderlichen Rechenoperationen optimierte Variante der DFT stellt dabei die Fast-Fourier-Transformation (FFT) dar. Bei einer FFT entspricht die Anzahl der Messpunkte, auch DFT-Länge oder Blocklänge N genannt, die für die Transformation verwendet werden, immer 2^n , wohingegen sie bei einer

DFT beliebig sein kann. Die Anzahl der Messpunkte, die bei einer FFT verwendet werden, bestimmt dabei die diskrete Abbildung des Signals im Frequenzbereich. Die Frequenzauflösung einer FFT

$$\Delta f = \frac{f_{\text{Abtast}}}{N} \quad (33)$$

ergibt sich aus der DFT-Länge N und der Abtastrate f_{Abtast} des Messsignals. Gleichzeitig bestimmt die DFT-Länge in Zusammenspiel mit der Abtastrate jedoch auch die zeitliche Auflösung

$$\Delta t = \frac{N}{f_{\text{Abtast}}} = \frac{1}{\Delta f} \quad (34)$$

des Signals im Frequenzbereich. Je länger die DFT-Länge gewählt wird, desto feiner wird somit die Frequenzauflösung, desto gröber wird jedoch die Zeitauflösung. Die Abtastrate gibt zudem die maximal erfassbare und mittels FFT auswertbare Frequenz

$$f_{\text{maximal}} = \frac{1}{2} * f_{\text{Abtast}} \quad (35)$$

vor. Je nach Signal und Ziel der Analyse sind daher die DFT-Länge und die Abtastrate entsprechend den späteren Analysezielen zu wählen.

Die in dieser Arbeit verwendeten Spektrogramme werden mittels FFT mit der Akustikanalyse-Software ArtemiS Suite berechnet (HEAD acoustics GmbH). Dabei werden die folgenden Analysen zur Berechnung von Spektrogrammen verwendet:

- **FFT (gemittelt):** Das Messsignal wird in Signal-Segmente, auch Fenster genannt, der gewählten DFT-Länge zerlegt und die Frequenzspektren der Segmente werden berechnet. Anschließend wird über die Frequenzspektren der Segmente gemittelt. Das Spektrogramm wird zweidimensional als Pegel über Frequenz dargestellt.
- **FFT über der Zeit:** Das Frequenzspektrum eines Signals wird über der Zeit berechnet. Die Stützstellen, um die herum Messpunkte entsprechend der gewählten DFT-Länge zur Durchführung einer FFT entnommen werden, ergeben sich dabei aus dem Zeitverlauf und einer konstanten Zeitschrittweite. Das Spektrogramm wird dreidimensional mit einer Farbskala für den Pegel und der Frequenz über der Zeit dargestellt.
- **FFT über der Drehzahl:** Das Frequenzspektrum eines Signals wird über der Drehzahl berechnet. Die Stützstellen, um die herum die Messpunkte zur Durchführung einer FFT entnommen werden, ergeben sich dabei nicht aus dem Zeitverlauf, sondern aus dem Drehzahlverlauf und einer konstanten Drehzahlschrittweite. Das Spektrogramm wird dreidimensional mit einer Farbskala für den Pegel und der Frequenz über der Drehzahl dargestellt. Diese Darstellung wird auch als Campbell-Diagramm bezeichnet.

3 Schall im Pkw-Kältekreislauf

Nachfolgend wird die Akustik des Pkw-Kältekreislaufes im Hinblick auf Schallquellen, Übertragungspfade und Schallabstrahler bauteilbezogen vorgestellt. Auf die Funktionsweise und Thermodynamik von Kältekreisläufen bzw. Pkw-Klimaanlagen wird nicht eingegangen, weitere Informationen finden sich z. B. in Großmann 2010. Die Kältekreislaufakustik umfasst Geräusche, die durch den Kältekreislauf entstehen oder durch ihn übertragen werden. Sie ist im Pkw damit abzugrenzen von Geräuschen, die erst im Klimagerät entstehen, wie z. B. Belüftungsgeräusche durch die Luftführungen oder das Gebläse.

Eine umfassende Erläuterung und Zusammenfassung der Akustik von Pkw-Kältekreisläufen in einem Review, Fachbuch oder sonstiger Literatur ist der Autorin zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit nicht bekannt. Das nachfolgende Kapitel soll dazu dienen, eine wissenschaftliche Darstellung der Thematik mit der vorhandenen Literatur zu erstellen und einen Überblick über die Thematik der Kältekreislaufakustik im Pkw zu geben. Die Erläuterungen gliedern sich nach den Bauteilen des Pkw-Kältekreislaufs, sodass nicht einzelne Geräuschphänomene aus dem Pkw-Kältekreislauf erläutert, sondern sofern möglich Schallquellen und -übertragungspfade der Geräuschphänomene den jeweiligen Bauteilen zugeordnet sind. Die verwendete Literatur ist entsprechend kenntlich gemacht. Die aus der Literaturrecherche gewonnen Erkenntnisse werden nach bestem Wissen der Autorin mit Erfahrungen aus ihrer Tätigkeit im Bereich Pkw-Klimatisierung und Kältekreislaufakustik ergänzt. Für entsprechende Absätze sind keine Verweise aufgeführt.

3.1 Der automobile Kältekreislauf

Ein Pkw-Kältekreislauf besteht mindestens aus den Bauteilen Kältemittelverdichter, Verflüssiger, Verdampfer, Kältemittelleitungen und Expansionsorgan. Ein für herkömmliche Pkw-Kältekreisläufe typisches Expansionsorgan ist das thermostatische Expansionsventil (TXV). Je nach Anlage können ein innerer Wärmeübertrager und zur Verbesserung der Akustik gedachte Bauteile wie z. B. ein Volumenschalldämpfer, zusätzliche Schlauchanteile, eine Schwerschicht auf dem Verdampfer bzw. den Verdampferrohren oder Sperrmassen auf den Kältemittelleitungen hinzukommen. Ein Beispiel für einen Pkw-Kältekreislauf ist in Abbildung 10 dargestellt. In der Abbildung sind sowohl die einzelnen Komponenten als auch Schallquellen und Schallabstrahler gekennzeichnet. Hauptschallabstrahler in den Innenraum ist häufig der Verdampfer aufgrund seiner Nähe zum Innenraum. Zu den Schallquellen im Kältekreislauf zählen u. a.:

- Kältemittelverdichter: Dieser emittiert Druckpulsationen des Kältemittels, Körperschall und Luftschall, welche als Außengeräusch oder im Innenraum in Form von „Knörren“, „Surren“ oder als Arbeitsgeräusch wahrgenommen werden können.

- Das Expansionsorgan und der Verdampfer: Durch die Expansion des Kältemittels und die anschließende Verdampfung können Expansions- und Strömungsgeräusche im Innenraum als „Zischen“ oder „Rauschen“ wahrgenommen werden. Weiterhin können Verdampfer und TXV ursächlich für „Gurgel“- und „Glucker“-Geräusche sein. Das in dieser Arbeit untersuchte „trompetenartige“ Geräusch wird ebenfalls mit dem TXV in Verbindung gebracht. Die physikalische Entstehung des trompetenartigen Geräusches ist nach Stand der Wissenschaft unbekannt und wird nachfolgend untersucht.
- Kondensationsgeräusche: Bei der Kondensation können Kondensations- und Strömungsgeräusche entstehen. Ist der Verflüssiger im Vorderwagen eingebaut, übertragen sich diese jedoch nicht bis in den Innenraum. Befindet sich der Verflüssiger jedoch im Klimagerät und damit in Nähe des Innenraums, wie dies bei einer Wärmepumpenanwendungen der Fall sein kann, kann es jedoch zur Wahrnehmung von Geräuschen durch die Insassen kommen.
- Fluidinduzierte Geräusche: Strömungsgeräusche aufgrund der Strömungsform bei zweiphasiger Strömung oder Geräusche, welche beim Strömen des Kältemittels durch z. B. Rohrbiegungen oder beim Überströmen des Kältemittels von Hohlräumen, Kanten, o.ä. zustande kommen. Diese können z. B. zu „Pfeif“- und „Zisch“-Geräuschen im Innenraum führen.

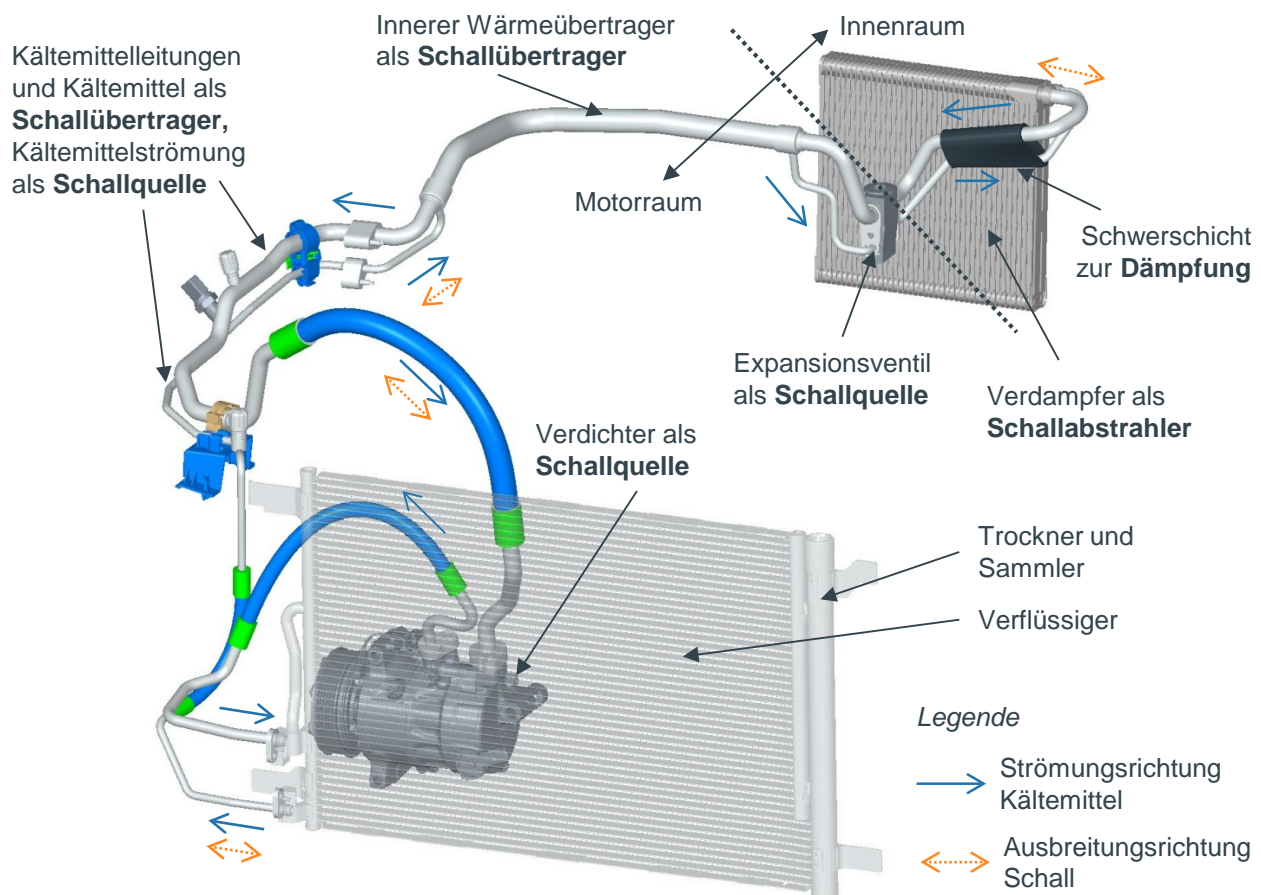


Abbildung 10: Beispiel für einen automobilen Kältekreislauf mit möglichen Schallquellen und Übertragungspfaden.

Die genannten Schallquellen emittieren Schall in Form von Druckpulsationen des Kältemittels (Fluidschall), Vibrationen bzw. pulsierenden Druckkräften der Bauteile (Körperschall) und an die Umgebung abgestrahlten Luftschall. Je nach Schallquelle, Schallart und Schalldämpfung breitet sich der emittierte Schall als Körper- und Fluidschall über die angebundenen Bauteile (z. B. Kältemittelleitungen, Halterungen, Karosserie) und das Kältemittel aus, bis er gedämpft wird und/oder durch andere Bauteile in Form von Luftschall als Außen- oder Innengeräusch emittiert wird.

Der Hauptübertragungspfad im Kältekreislauf sind häufig die Kältemittelleitungen und das Kältemittel. Über diese breitet sich der Schall als Körper- und Fluidschall aus. Dabei kann auch eine Übertragung von Fluid- zu Körperschall oder umgekehrt stattfinden. Der Schall überträgt sich so bis zum Verdampfer, welcher diesen schließlich als Luftschall abstrahlt. Über die luftführenden Bauteile des Klimagerätes, die Luftleiteteile und die Ausströmer setzt sich der Luftschall bis in den Innenraum fort und wird dort von den Insassen wahrgenommen. Nebenübertragungspfade können alle an den Kältekreislauf angebundenen Bauteile sein, z. B. Halterungen. Über diese überträgt sich der Schall als Körperschall auf die Karosserie und von dort z. B. auf den Sitz und das Lenkrad, wodurch er vom Insassen als Vibration wahrgenommen werden kann und von den angeregten Bauteilen als Luftschall abgestrahlt wird.

Neben den genannten Schallquellen des Kältekreislaufes können auch nicht durch den Kältekreislauf bedingte Schallwellen durch diesen übertragen und vom Verdampfer abgestrahlt werden. Dies sind z. B. Motor- oder Riemenschwingungen, welche über die Anbindung des Kältemittelverdichters an den Motor und den Riementrieb auf den Verdichter und damit auf den Kältekreislauf übertragen werden.

3.2 Kältemittelverdichter

Der Kältemittelverdichter ist eine der Hauptschallquellen im Kältekreislauf. Die Art und Höhe des emittierten Schalls hängt dabei stark von der Bauart des Verdichters ab. Bei Fahrzeugen mit konventionellen Verbrennungsmotoren werden meist mechanisch angetriebene Hubkolbenverdichter eingesetzt. Bei Elektro- oder Hybridfahrzeugen kommen hingegen meist elektrisch angetriebene Scrollverdichter zum Einsatz. Der unterschiedliche Aufbau und die Funktionsweise dieser Verdichter wirken sich auch auf deren Akustik aus. Beide Verdichtertypen werden daher nachfolgend getrennt voneinander erläutert.

3.2.1 Mechanisch angetriebene Kolbenverdichter

Mechanisch angetriebene Kolbenverdichter sind im Pkw meist starr mit dem Verbrennungsmotor verbunden und werden über einen Riemen durch die Kurbelwelle angetrieben. Bei Kolbenverdichtern wird unterschieden zwischen Verdichtern mit fixem Hubvolumen und variablem Hubvolumen.

Das variable Hubvolumen wird über den Anstellungswinkel einer Taumelscheibe geändert. Hubkolbenverdichter mit variablem Hubvolumen werden weiter unterschieden in intern und extern geregelte Verdichter.

Der Hubkolbenverdichter saugt das Kältemittel von der Niederdruckseite her an, verdichtet es und stößt es auf der Hochdruckseite wieder aus. Bedingt durch die diskontinuierliche Arbeitsweise des Verdichters kommt es am Ein- und Austritt des Verdichters bei jedem Einsaugen bzw. Ausstoßen von Kältemittel zu einer Druckschwankung um die mittlere Drucklage herum. Die Frequenz dieser Druckschwankungen hängt somit von der Anzahl der Kolben des Verdichters und der Drehzahl des Verdichters ab. Die Drehzahl des Verdichters im Pkw wird wiederum durch die Drehzahl des Verbrennungsmotors und das Übersetzungsverhältnis zwischen Motor und Verdichter bestimmt. Bei rotierenden Maschinen wird in der Akustik häufig auch von Ordnungen gesprochen. Ordnungen sind ganzzahlige Vielfache der Drehzahl. Spricht man von Verdichterordnungen, beziehen sich diese auf die Verdichterdrehzahl. Im Bereich der Fahrzeugtechnik wird die Drehzahl, insbesondere die Motordrehzahl, üblicherweise in Umdrehungen/min angegeben. In dieser Arbeit wird die Drehzahl daher auch in 1/min angegeben anstelle der wissenschaftlicheren Verwendung von SI-Einheiten. Die Frequenz der Verdichterordnungen lässt sich berechnen mit

$$f_{VO,i} = n_{\text{Verdichter}} * \frac{1}{60} * i_{VO} = n_{\text{Motor}} * \ddot{U}V * \frac{1}{60} * i_{VO}. \quad (36)$$

$n_{\text{Verdichter}}$ Drehzahl des Verdichters (1/min)

i_{VO} Zahl der Verdichterordnung

n_{Motor} Drehzahl des Motors (1/min)

$\ddot{U}V$ Übersetzungsverhältnis Motorwelle zu Riemenscheibe des Verdichters

In der Fahrzeugtechnik wird häufig die Motordrehzahl anstelle der Verdichterdrehzahl verwendet. Wird sich bei der Ordnungsanalyse auf die Motordrehzahl bezogen, spricht man von Motorordnungen anstelle von Verdichterordnungen. Die Frequenz der Motorordnung berechnet sich ebenso wie die der Verdichterordnung in Abhängigkeit der Motordrehzahl.

$$f_{MO,i} = n_{\text{Motor}} * \frac{1}{60} * i_{MO} \quad (37)$$

i_{MO} Zahl der Motorordnung

Zwischen Motor- und Verdichterordnung besteht damit folgender Zusammenhang:

$$i_{MO} = \ddot{U}V * i_{VO} \quad (38)$$

Die dominanten Verdichterordnungen oder auch Hauptordnungen des Verdichters ergeben sich aus dessen Kolbenanzahl und den ganzzahligen Vielfachen dieser, sodass für die Hauptordnungen gilt

$$i_{VO} = \xi * z_{Kolben}, \quad \xi = 1, 2, 3, \dots \quad (39)$$

z_{Kolben} Anzahl der Kolben des Verdichters

Die dynamischen Druckschwankungen bedingt durch den Kältemittelverdichter breiten sich über das Kältemittel mit Schallgeschwindigkeit aus. Die Druckschwankungen können Amplituden von bis zu 2 bar erreichen (Behrens et al. 1999). Die Lautstärke der Pulsationsgeräusche nimmt meist mit steigender Druckdifferenz bei der Verdichtung zu (Sinambari und Sentpali 2014). Im Fahrzeuginnengeräusch treten die Hauptordnungen des Verdichters meist stärker hervor als die Nebenordnungen (Rodrigo Santos, J. P. S. und César Abrahão 2014). In Abbildung 11 sind die hoch- und niederdruckseitigen Kältemittelpulsationen eines mechanisch angetriebenen Hubkolbenverdichters einer beispielhaften Messung, welche in Kapitel 5.4 durchgeführt wird, dargestellt. Die Kältemittelpulsationen wurden mittels Spektralanalyse durch Fast-Fourier-Transformation (FFT) ausgewertet und sind als Frequenzspektrum über der Drehzahl dargestellt. Der untersuchte Verdichter besitzt sechs Kolben, sodass sich als Hauptordnungen des Verdichters die 6., 12., 18. Ordnung, usw. ergeben. Auf der Niederdruckseite tragen vor allem die Hauptordnungen des Verdichters zur Pulsation des Kältemittels bei, die Nebenordnungen sind ebenso zu erkennen. Auf der Hochdruckseite hingegen treten sowohl Haupt- als auch Nebenordnungen des Verdichters hervor. Der Pegel der hochdruckseitigen Kältemittelpulsationen ist größer als der der niederdruckseitigen.

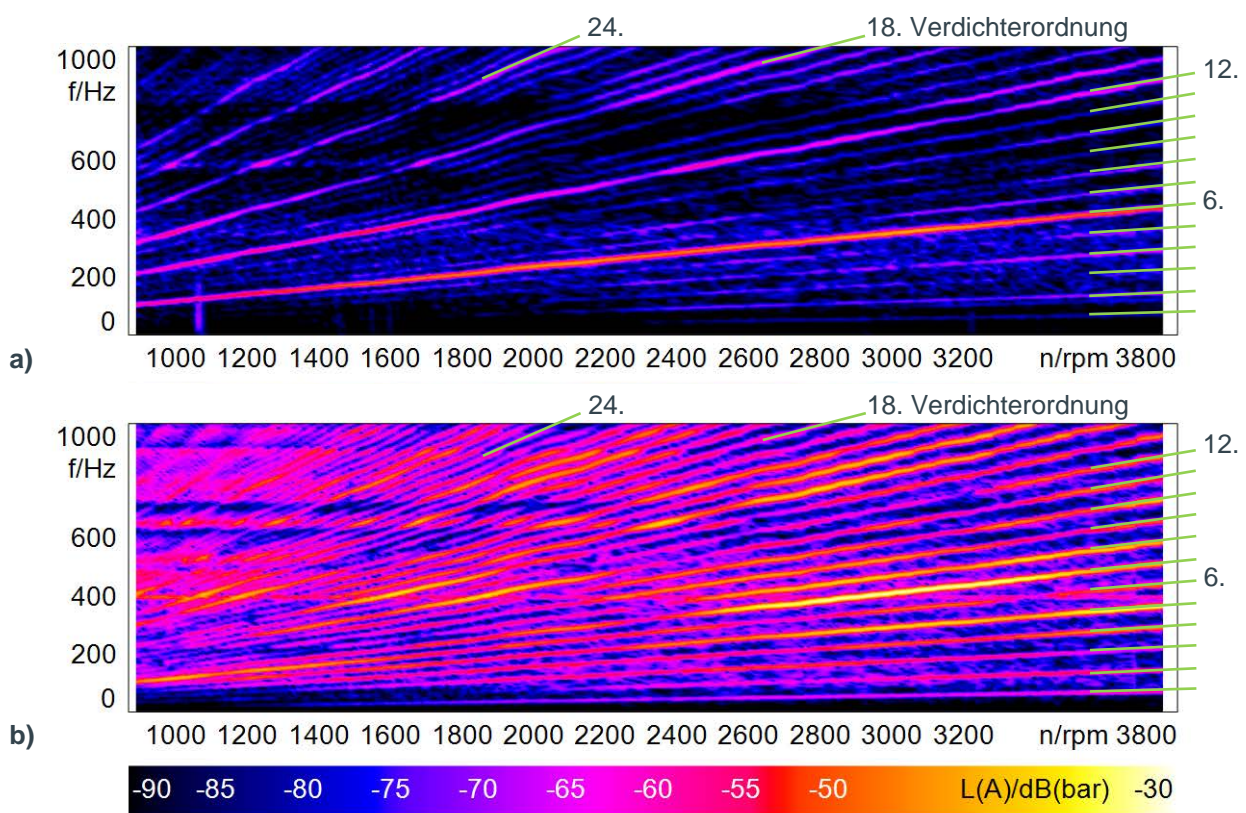


Abbildung 11: Beispiel für die Druckpulsationen a) vor und b) nach dem Verdichter ausgewertet mittels FFT und dargestellt als Spektrogramm über der Motordrehzahl. Bei einem 6-Kolben-Verdichter sind die 6. Verdichterordnung und deren ganzzahlige Vielfache ausgeprägt.

Da die Arbeitsweise des Verbrennungsmotors (Viertaktverfahren) ebenso wie die des Verdichters diskontinuierlich ist, verursacht auch dieser Schwingungen mit einer charakteristischen Frequenz. Je nach Zylinderanzahl ergibt sich eine für den Motor charakteristische Anzahl an Zündungen pro Umdrehung. Diese können sich auch auf den Verdichter und den Kältekreislauf übertragen. Die Hauptordnungen des Motors lassen sich berechnen mit:

$$i_{MO} = \xi * z_{Motor}, \quad \xi = 1, 2, 3, \dots \quad (40)$$

z_{Motor} Anzahl der Zündungen pro Umdrehung des Motors

Für einen 4-Zylinder-Motor mit Viertaktverfahren ergeben sich zwei Zündungen pro Umdrehung des Motors, sodass die 2. Motorordnung und deren ganzzahlige Vielfache die Hauptordnungen sind.

Neben Druckpulsationen des Kältemittels emittiert der Verdichter im Betrieb auch Körperschall. Durch periodische Kräfte der zyklischen Bewegung der Kolben und der Rotation der Welle, wie z. B. Kräfte durch eine Unwucht der Welle, wird das Verdichtergehäuse in Schwingung versetzt. Diese Schwingungen übertragen sich als Körperschall sowohl über die Befestigungspunkte des Verdichters als auch über die Kältemittelleitungen auf andere Bauteile. Die Anbindung des riemengetriebenen Hubkolbenverdichters an den Verbrennungsmotor bietet den Vorteil, dass der Verdichter an eine große Masse angebunden ist, welche hohe Schwingungsenergien aufnehmen kann und zudem über die Motorlagerung von der Karosserie entkoppelt ist. Der Übertragungsweg des Körperschalls vom riemengetriebenen Verdichter über die Karosserie in den Innenraum ist daher wenig kritisch. Über die Kältemittelleitungen kann sich der Körperschall hingegen weiter ausbreiten, siehe auch Kapitel 3.4 (Sentpali 2008).

Neben den drehzahlabhängigen Anteilen können in den Kältemittelpulsationen, Körperschall- und auch Luftschallsignalen des Verdichters auch drehzahlunabhängige Anteile auftauchen, dies können z. B. strukturmechanische Resonanzen des Gehäuses sein (Thawani und Liu 2009). Diese Resonanzen zeichnen sich durch ein festes Frequenzband aus – sie sind damit unabhängig von der Drehzahl, werden aber je nach Drehzahl unterschiedlich angeregt. Weiterhin können die Einsaug- und Ausstoßventile der Zylinder im geöffneten Zustand durch die Strömung breitbandig angeregt werden und in ihrer Eigenfrequenz schwingen. Da der Kältemittelverdichter über einen Riemen vom Motor angetrieben wird, können sich auch Riemenschwingungen und Drehungleichförmigkeiten des Motors auf den Kältemittelverdichter übertragen. Weiterhin können beim Einschalten der Klimaanlage durch das Anziehen der Magnetkupplung mechanische Geräusche und Verdichtungsgeräusche des Verdichters entstehen, insbesondere wenn das Kältemittel vor dem Verdichtereintritt beim Einschalten flüssig vorliegt (Sinambari und Sentpali 2014; Thawani et al. 2005a).

Um die durch den Verdichter bedingte Kältemittelpulsation zu mindern, gibt es verschiedene technische Maßnahmen. So verfügen die meisten Verdichter am Ein- und Austritt über ein Ausgleichsvolumen, wodurch der Einfluss der diskontinuierlichen Arbeitsweise gemindert wird. Die Funktionsweise ist mit der eines Volumenschalldämpfers zu vergleichen, siehe Kapitel 3.4.2. Allerdings werden aufgrund des begrenzten Bauraums meist nur hochfrequente Anteile der

Druckpulsation gemindert. Eine weitere Maßnahme, um insbesondere saugseitige Druckpulsationen des Kältemittels zu mindern, ist der Einsatz eines sogenannten Saugdrosselventil (STV: *Suction Throttle Valve*) (Murayama und Takajashi 1998).

Neben dem Arbeitsgeräusch des Verdichters können über den Verdichter auch Schwingungen des Riemens über den Riementrieb in den Verdichter und damit den Kältekreislauf eingetragen werden.

3.2.2 Elektrisch angetriebene Scrollverdichter

Während beim Hubkolbenverdichter vor allem die Druckpulsationen des Kältemittels zu störenden Geräuschen führen können, sind diese beim Scrollverdichter deutlich geringer. Durch die exzentrische Bewegung des Scrolls weist der Scrollverdichter jedoch eine starke Unwucht auf, durch die pulsierende Kräfte erzeugt werden. Diese übertragen sich auf das Verdichtergehäuse und werden einerseits als Luftschall emittiert, andererseits über die Anschraubpunkte als Körperschall weiter übertragen. Bei der akustischen Auslegung eines Pkw-Kältekreislaufes sind Scrollverdichter daher vor allem in Hinblick auf ihr Außengeräusch als auch den von ihnen emittierten Körperschall zu berücksichtigen.

Hybridfahrzeuge bieten den Vorteil, dass der Scrollverdichter meist an den Verbrennungsmotor angebunden werden kann, wodurch die große Masse und die Motorlagerung für die Akustik vorteilhaft sind und die Übertragung von Körperschall auf die Karosse deutlich gemindert werden kann. In rein elektrisch angetriebenen Fahrzeugen ist die Anbindung an den Verbrennungsmotor nicht möglich, es ergeben sich unterschiedliche Anbindungsmöglichkeiten je nach Fahrzeug. Zudem wird im rein elektrischen Fahrbetrieb das Verdichtergeräusch nach außen nicht mehr durch den Verbrennungsmotor maskiert. Je nach Anbindung des Verdichters ergeben sich unterschiedliche Schallübertragungspfade.

Die vom Scrollverdichter emittierten Geräusche zeichnen sich zum einen durch breitbandige, drehzahlunabhängige Frequenzanteile, z. B. bedingt durch Gehäuseeigenfrequenzen, und zum anderen durch drehzahlabhängige Frequenzanteile, die Verdichterordnungen, aus. Die Verdichterordnungen sind ganzzahlige Vielfache der Verdichterdrehzahl n_{scroll} (min^{-1}):

$$f = n_{scroll} * \frac{1}{60} * i_{VO} \quad (41)$$

3.3 Verflüssiger, Trockner und Sammler

Bei in Pkw eingesetzten Kältekreisläufen mit TXV sind der Trockner und der Sammler meist in den Verflüssiger integriert. Diese Einheit wird auch als *Integrated Dryer Receiver Condenser* (IDRC) bezeichnet. Aus akustischer Sicht ist der Phasenwechsel des Kältemittels im Verflüssiger sehr vorteilhaft, da er einen Sprung in der akustischen Impedanz darstellt. Aufgrund der zweiphasigen

Strömung im Verflüssiger gibt es zahlreiche Phasengrenzflächen, an denen der Schall reflektiert wird. Hinzu kommen Sprünge in der akustischen Impedanz bedingt durch Querschnittssprünge sowohl beim Übergang von der Kältemittelleitung in den Verflüssiger als auch im Verflüssiger selbst. Hierdurch werden hochdruckseitige Kältemittelpulsationen des Verdichters reflektiert und gedämpft. In Abbildung 12 ist die Kältemittelpulsation nach dem Verdichter/vor dem Verflüssiger und nach dem Verflüssiger als Spektrogramm in Abhängigkeit der Motordrehzahl dargestellt. Die Messdaten stammen ebenso wie bei Abbildung 11 aus der Messreihe von Kapitel 5.4. Es wird eine deutliche Pegelabsenkung der Kältemittelpulsation nach dem Verflüssiger im Vergleich zur Kältemittelpulsation am Verdichteraustritt deutlich.

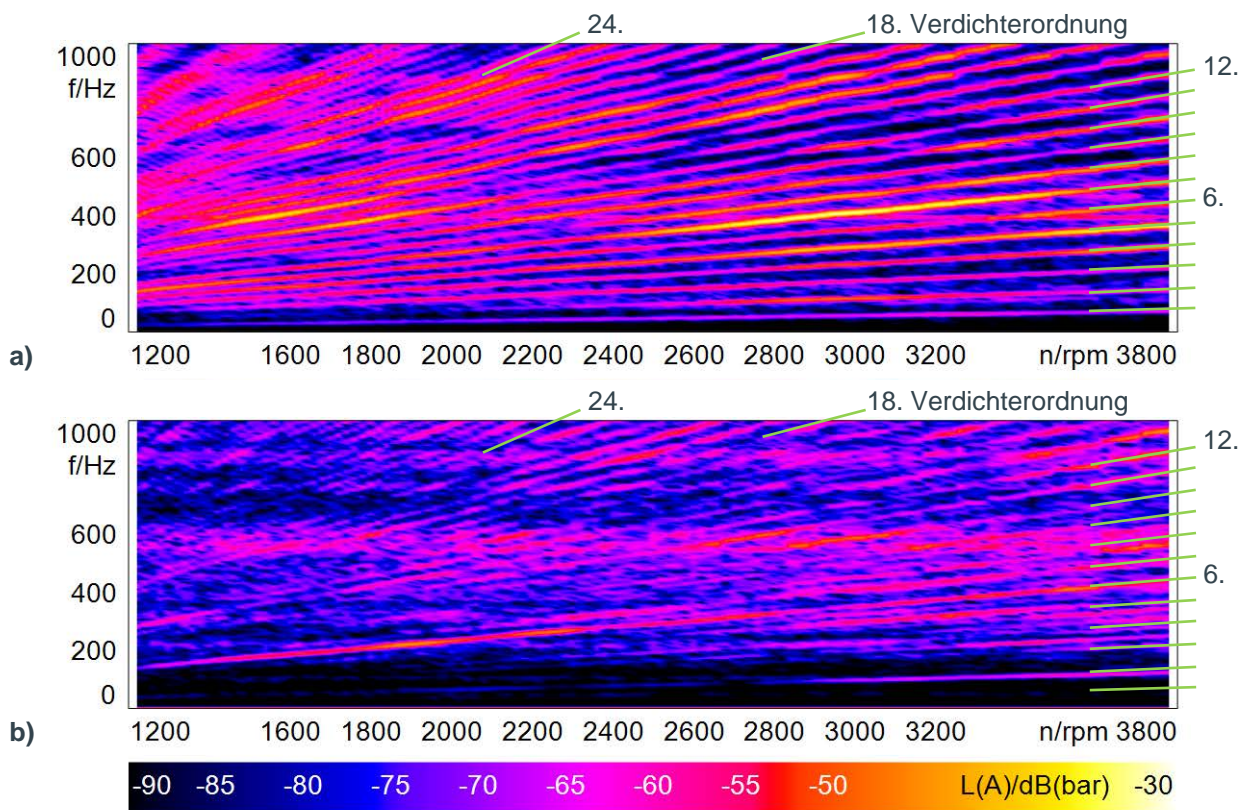


Abbildung 12: Spektrogramm der Kältemittelpulsation eines 6-Kolben-Verdichters über Motordrehzahl a) nach dem Verdichter/vor dem Verflüssiger und b) nach dem Verflüssiger. Der Verflüssiger dämpft die vom Verdichter kommenden Pulsationen.

Da der Verflüssiger bei Pkw-Kälteanlagen im Vorderwagen eingebaut ist, ist eine Übertragung von hochdruckseitigen Druckpulsationen des Kältemittels auf den Verflüssiger und eine Abstrahlung dieser als Luftschall durch den Verflüssiger nicht kritisch (Thawani und Liu 2009, S. 2). Mögliche Strömungs-, Verdichterpulsations- und Kondensationsgeräusche werden von Lüfter- und Motorgeräuschen maskiert. Im Hinblick auf andere Anwendungen wie die Wärmepumpe ist der Übertragungspfad von Kältemittelpulsationen über den Verflüssiger in den Innenraum bei der Auslegung allerdings zu berücksichtigen. Bei Pkw-Wärmepumpen ist der Verflüssiger im Heiz-Klimagerät eingebaut und emittierter Luftschall wird direkt in den Innenraum übertragen. Auch im Hinblick auf das Kältemittel R744 stellen sich aus akustischer Sicht neue Herausforderungen. Zum einen besitzt das Kältemittel R744 andere thermodynamische und akustische Eigenschaften als die Kältemittel

R134a und R1234yf. Zum anderen treten Betriebszustände auf, in denen das Kältemittel R744 im Gaskühler überkritisch Wärme an die Umgebung abgibt, sodass ein Phasenwechsel im Gaskühler nicht mehr stattfindet. So können sich Schallübertragungspfade ergeben, welche für herkömmliche Kältemittel bisher nicht kritisch waren.

3.4 Kältemittelleitungen und Kältemittel

Aus akustischer Sicht sind die Kältemittelleitungen vor allem hinsichtlich ihres Übertragungsverhaltens von Körper- und Fluidschall von Bedeutung, da sie den Übertragungspfad zwischen Schallquellen (z. B. Verdichter) und Abstrahler in den Innenraum (Verdampfer) darstellen (Thawani und Liu 2009). Die Gestaltung der Kältemittelleitungen beeinflusst die Kältemittelströmung in den Leitungen, sodass sie ursächlich für fluid-induzierte Geräusche sein können (Thawani und Liu 2007; Koberstein et al. 2015; Rodarte et al. 1999b; Liu et al. 2015). Zunächst wird die Bedeutung der Kältemittelleitungen als Schallübertrager erläutert. Die Kältemittelleitungen selbst übertragen Körperschall und über das in ihnen befindliche Kältemittel auch Fluidschall, d. h. Druckpulsationen des Kältemittels.

3.4.1 Kältemittelleitungen und Kältemittel als Übertrager von Fluidschall

Da die akustischen Eigenschaften in Abhängigkeit des thermodynamischen Zustands des Kältemittels stark variieren, variiert auch das akustische Übertragungsverhalten je nach Betriebszustand des Kältekreislaufes. In einem Pkw-Kältekreislauf mit R134a breitet sich das Schallfeld in den Bereichen, in denen das Kältemittel im einphasigen Zustand vorliegt, größtenteils als ebene Längswellen aus. Dies gilt für alle Wellen, deren Frequenz unterhalb der Grenzfrequenz nach Gleichung (16) für kreisförmige Rohre liegt. In Tabelle 3 sind beispielhaft typische Rohrleitungsdurchmesser der Hoch- und Niederdruckleitung sowie ein beispielhafter Hoch- und Niederlastbetriebspunkt eines R134a-Pkw-Kältekreislaufes für einphasige Kältemittelzustände und die daraus resultierende Grenzfrequenzen aufgeführt. In Tabelle 3 ausgenommen sind zweiphasige Zustände des Kältemittels.

Im zweiphasigen Kältemittel hängen die Schallgeschwindigkeit und damit auch die Grenzfrequenz der ebenen Welle von der Strömungsform der Zweiphasenströmung ab. In einer homogen durchmischten Strömung im Kältekreislauf sinkt die mittlere Schallgeschwindigkeit gegenüber den einphasigen Zuständen stark ab (vgl. Kapitel 2.1.3 und Flieger et al. 2017), sodass auch die Grenzfrequenz im kreisförmigen Rohr absinkt und sich damit je nach Rohrdurchmesser ein dreidimensionales Schallfeld ausbilden kann. In der Rohrleitung nach dem Expansionsventil und vor dem Verdampfer können daher durchaus höhere akustische Moden auftreten (Rodarte et al. 1999b), siehe auch Kapitel 3.7.

Tabelle 3: Berechnung der Grenzfrequenz im kreisförmigen Rohr für das Kältemittel R134a unter Annahme beispielhafter Lastpunkte und Rohrlitungsdurchmesser eines Pkw-Kältekreislaufes. In der Tabelle ausgenommen sind zweiphasige Kältemittelzustände und Rohrleitungen, in denen das Kältemittel zweiphasig auftritt, da die mittlere Schallgeschwindigkeit im zweiphasigen Kältemittel von der Strömungsform abhängt.

		Kältemitteldruck (bar)	Unterkühlung bzw. Überhitzung (K)	Kältemitteltempera- tur (°C)	Schallgeschwindig- keit (m/s)	Rohrdurchmesser (mm)	Grenzfrequenz (Hz)
Hochlast	Niederdruckleitung vor dem Verdichter	3,3	5,0	8,3	148,9	12	7048
	Heißgasleitung	16,5	20,0	79,2	147,1	10	8354
	Flüssigkeitsleitung vor TXV	16,5	-15,0	44,2	424,4	8	30132
Niederlast	Niederdruckleitung vor dem Verdichter	4,0	2,0	10,9	147,4	12	6975
	Heißgasleitung	8,3	10,0	42,6	148,0	10	8406
	Flüssigkeitsleitung vor TXV	8,3	-2,0	30,6	480,9	8	34144

Die Impedanz des Kältemittels in der Rohrleitung hängt von den Stoffeigenschaften des Kältemittels, dem Rohrdurchmesser und dem Leitungsmaterial ab. An Impedanzsprüngen kommt es zur Reflexion und Transmission des Schalls, vgl. Gleichungen (19) bis (22). In den Kältemittelleitungen können solche Impedanzsprünge u. a. durch Querschnittssprünge, Wechsel des Leitungsmaterials (Rohr/Schlauch), Phasengrenzflächen im zweiphasigen Kältemittelzustand und durch Biegungen der Kältemittelleitungen bedingt sein. Querschnittssprünge finden sich meist am Übergang zwischen einzelnen Komponenten, aber auch in den Kältemittelleitungen, z. B. am Übergang zwischen Aluminiumleitung und Schlauchanteil und an Befüllstutzen. Die Reflexion des Fluidschalls ist dabei abhängig von der Wellenlänge und den jeweiligen Reflexionsfaktoren. Dieser Aspekt wurde bereits im Kapitel 2.3 erläutert.

Aus akustischer Sicht ist insbesondere die niederdruckseitige Saugleitung zwischen Verdichter und Verdampfer ein kritischer Übertragungspfad. Kommt das Kältemittel überhitzt, d. h. vollständig verdampft, aus dem Verdampfer, können sich Druckpulsationen im Kältemittel vom Verdichter zum Verdampfer nahezu ungehindert ausbreiten. Ist das Kältemittel hingegen nicht vollständig überhitzt, ist die Kältemittelströmung in der Saugleitung zweiphasig. Aufgrund der vermehrten Phasengrenzflächen kommt es zu einer wiederholten Reflexion des Schalls, sodass die Kältemittelpulsationen vom Verdichter zum Verdampfer deutlich gemindert werden. Je höher die Frequenz der Kältemit-

telpulsationen, umso stärker ist die Abnahme des Schalldruckpegels. Dies ist je nach weiterer Übertragung auch im Innenraumgeräusch wahrnehmbar. Dieses Phänomen wird in Kapitel 5.4 anhand von experimentellen Daten nochmals aufgegriffen werden. Die Überhitzung des Kältemittels am Verdampferaustritt wird dabei durch das TXV geregelt. Dieser Aspekt wird in Kapitel 3.5 noch genauer erläutert.

Im Gegensatz zur Saugleitung ist eine hochdruckseitige Übertragung von Kältemittelpulsationen vom Verdichter zum Verdampfer weniger kritisch. Kältemittelpulsationen vom Verdichter werden durch den Phasenwechsel im Verflüssiger und damit verbundene Querschnittssprünge vielfach reflektiert und gedämpft. Dies gilt für einen klassischen Pkw-Kältekreislauf mit konventionellen Kältemittel, wie R134a oder R1234yf, wie in Abbildung 10 dargestellt.

3.4.2 Schallreduzierung durch Volumenschalldämpfer

Druckpulsationen im Kältemittel können durch spezielle Dämpfungselemente gemindert werden (Sinambari und Sentpali 2014, 429f., 457 ff.). Im PKW-Kältekreislauf häufig eingesetzt werden Volumenschalldämpfer (engl.: *Muffler*), welche auch Reflexionsschalldämpfer genannt werden. Der Volumenschalldämpfer ist ein Bauteil, welches durch Kältemittelpulsation bedingte Geräusche durch die Reflexion und Dämpfung der Schallwelle verbessern kann. Er wird in die Kältemittelleitung integriert. Es wird unterschieden zwischen Ein- und Zweikammerschalldämpfern. Die Schnittansicht beider Schalldämpfertypen ist schematisch in Abbildung 13 dargestellt.

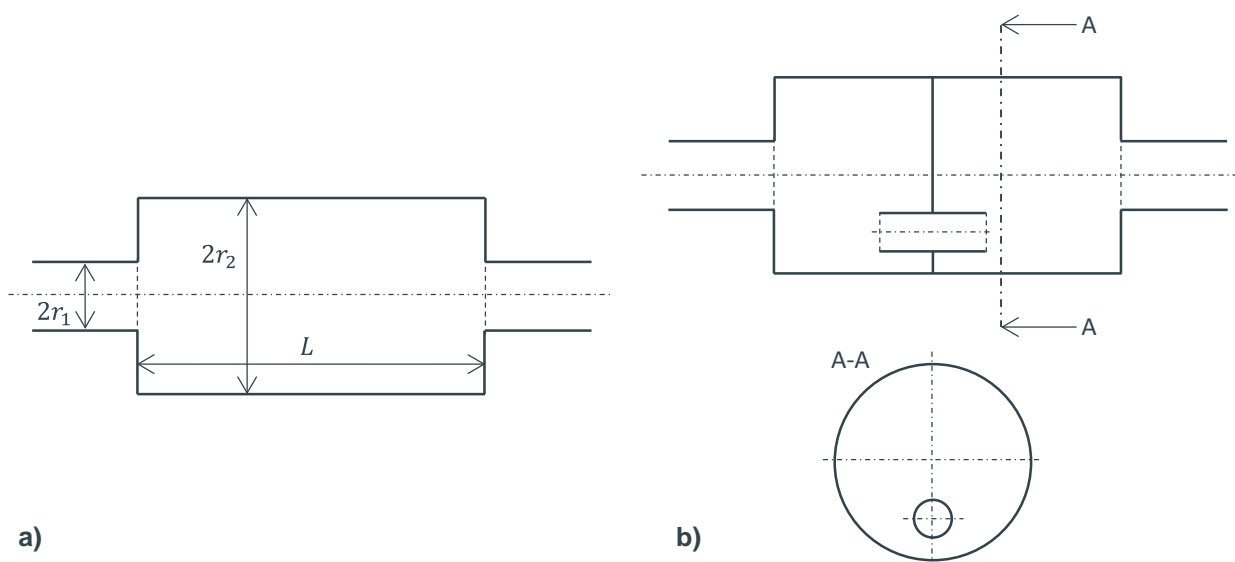


Abbildung 13: Schematische Schnittansicht eines a) Einkammer-Volumenschalldämpfers und eines b) Zweikammer-Volumenschalldämpfers mit kommunizierendem Röhrchen.

Der Einkammer-Volumenschalldämpfer (a) besteht aus einer einzelnen Kammer, d. h. einem zweifachen Querschnittsprung. Bei einem Zweikammer-Volumenschalldämpfer (b) sind die beiden Kammern über ein kommunizierendes Röhrchen verbunden. Aufgrund des durch die Querschnittserweiterung bedingten Impedanzsprungs wird Schall reflektiert. Der Schall wird in der Kammer

mehrfach hin und zurück reflektiert und zunehmend dissipiert. Es ist zu berücksichtigen, dass Volumenschalldämpfer für Frequenzen, welche oberhalb der Grenzfrequenz im Rohr liegen, kaum oder gar nicht wirksam sind. Schallwellen, deren Wellenlänge deutlich kleiner als der Rohrdurchmesser ist, d. h. $\lambda \ll 2r_{Ro}$, werden kaum oder gar nicht am Querschnittssprung reflektiert (Sinamari und Sentpali 2014, 460f.). Wie bereits erläutert, besteht das Schallfeld im Kältekreislauf jedoch in den relevanten Frequenzbereichen aus ebenen Längswellen, sodass der Volumenschalldämpfer ein probates Mittel zur Reduzierung der Kältemittelpulsationen ist.

Die Wirkung des Volumenschalldämpfers wird durch das Einfügungsdämmmaß R beschrieben. Das Einfügungsdämmmaß ist ein logarithmisches Maß und ist die Differenz zwischen der abgestrahlten Schallleistung der Schallquelle mit und ohne Schalldämpfer. Dieses ist abhängig von der Wellenlänge (Möser 2012, S. 285–291). Für einen 1-Kammer-Volumenschalldämpfer ist das Einfügungsdämmmaß in Abbildung 14 dargestellt. Die Frequenzen mit maximalem Einfügungsdämmmaß sind

$$f_{max} = \frac{(2i - 1) * c}{4L}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (42)$$

Das Einfügungsdämmmaß dieser Frequenzen ist abhängig vom Durchmesser Verhältnis:

$$R = R_{max} = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{r_1^2}{r_2^2} - \frac{r_2^2}{r_1^2} \right)^2 \right\} \quad \text{für } \frac{L}{\lambda} = \frac{2i - 1}{4} \quad (43)$$

Nicht gedämpft werden folgende Schallwellen:

$$R = R_{min} = 0 \text{ dB} \quad \text{für } \frac{L}{\lambda} = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots \quad (44)$$

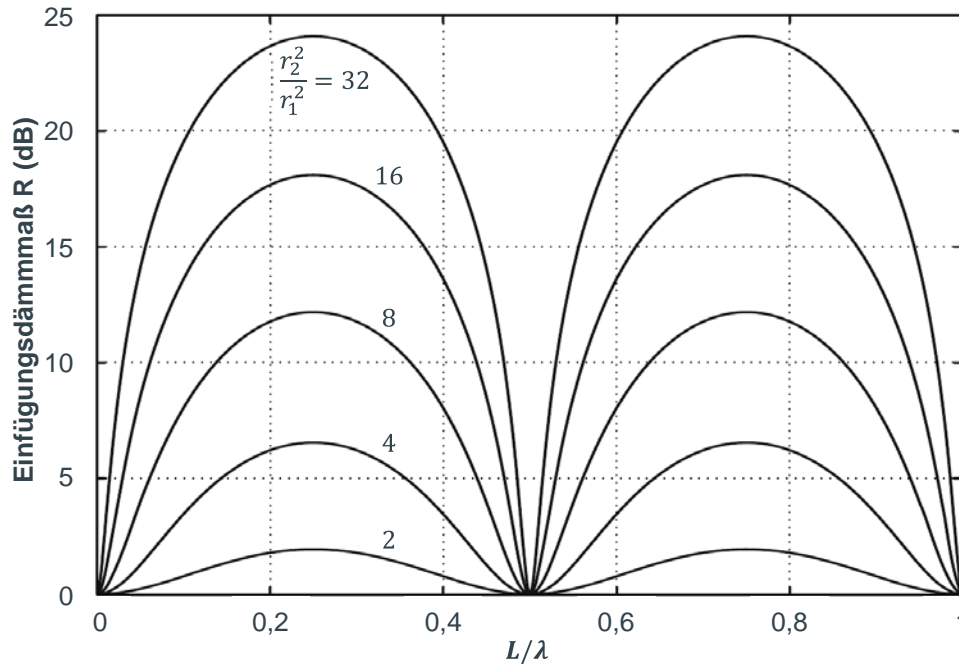


Abbildung 14: Einfügungsdämmmaß von Einkammer-Schalldämpfern (nach Möser 2012, S. 288).

Im Kältekreislauf ist zu berücksichtigen, dass sich für Schallwellen einer bestimmten Frequenz die Wellenlänge in Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit des Kältemittels ändert. Damit ist bei der Auslegung zu berücksichtigen, dass sich das Übertragungsverhalten des Volumenschalldämpfers abhängig vom Betriebspunkt ändert. Ebenso ist sicherzustellen, dass durch den Volumenschalldämpfer nicht andere Funktionen beeinträchtigt werden, wie z. B. die Ölrückführung zum Verdichter. Eine Ansammlung von Öl im Volumenschalldämpfer würde zum einen die akustischen Eigenschaften beeinflussen, zum anderen kann eine zu starke Verlagerung des Öls auch zu einer Schädigung des Kältemittelverdichters führen.

Häufig werden Volumenschalldämpfer in der Saugleitung eingesetzt, um Kältemittelpulsationen des Verdichters zu dämpfen. In einem Pkw mit Wärmepumpe oder auch anderen Pkw-Kältekreisläufen kann der Einsatz eines Volumenschalldämpfers jedoch auch hochdruckseitig nach dem Verdichter sinnvoll sein, um eine Übertragung von Kältemittelpulsationen des Verdichters auf den Verflüssiger im Heiz-Klima-Gerät zu reduzieren.

3.4.3 Schallreduzierung durch Interferenz

Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der Schallausbreitung in Rohrleitungen ist die Nutzung der Interferenz von Wellen, also die Änderung der Amplitude bei der Überlagerung von Wellen. Dazu wird der Kältemittelmassenstrom in zwei unterschiedlich lange Rohre mit der Längendifferenz ΔL geteilt, sodass auch der Schall unterschiedlich lange Wege zurücklegen muss. Somit kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen beiden Schallwellen, wenn die Rohrleitungen wieder zusammen geführt werden. Die Schallwellen unterschiedlicher Phase überlagern sich. Dabei kommt es zur destruktiven Interferenz, also der Auslöschung beider Wellen, für Schallwellen mit den Wellenlängen

$$\lambda = \frac{2}{2i + 1} * \Delta L, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (45)$$

Nicht gedämpft werden Wellenlängen mit

$$\lambda = \frac{\Delta L}{i}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (46)$$

Eine Möglichkeit zur technischen Umsetzung ist z. B. die Integration sogenannter *Soft Spire Muffler* in der Kältemittelleitung. Hierbei handelt es sich um ein koaxiales Rohr, welches außen eine Spirale hat und in die eigentliche Kältemittelleitung eingesetzt wird. Im inneren Rohr wird die Kältemittelströmung gerade durchgeführt, im äußeren Ringspalt der coaxialen Rohre legt die Kältemittelströmung durch die spiralförmige Führung einen längeren Weg zurück. Bei der Auslegung der Interferenzschalldämpfer ist ebenso wie bei den Reflexionsschalldämpfern die veränderliche Schallgeschwindigkeit des Kältemittels je nach Betriebszustand zu berücksichtigen.

3.4.4 Kältemittelleitungen als Überträger von Körperschall

Neben Druckpulsationen kann über die Kältemittelleitungen auch Körperschall übertragen werden. Da der Kältemittelverdichter in einem Pkw meist am Verbrennungsmotor befestigt ist, ergibt sich ein direkter Übertragungspfad vom Motor über den Kältemittelverdichter, die Kältemittelleitungen und den Verdampfer in den Innenraum. Auch hier ist insbesondere die Saugleitung kritisch. Vor und nach dem Verdichter befindet sich meist ein Schlauchanteil, um Bewegungen des Verdichters aufgrund der Motordynamik gegenüber den karosseriefesten Anbindungspunkten der Kältemittelleitungen auszugleichen. Der Schlauchanteil in der Kältemittelleitung ist daher spannungsfrei und bogenförmig zu verlegen. Ist dies nicht ausreichend kann eine Körperschallspermmasse auf dem Saugschlauch angebracht werden. (Sinambari und Sentpali 2014, 429f.; Sentpali 2008).

Zusätzlich können strukturmechanische Schwingungen durch den Einsatz weiterer elastischer Bauteile, wie weiterer Schlauchanteile, gemindert werden (Behrens et al. 1999). Teilweise werden daher in Kältemittelleitungen in Pkw neben den Schlauchanteilen vor und nach dem Verdichter weitere Schlauchanteile eingesetzt. Diese befinden sich dabei häufig hoch- und niederdruckseitig vor dem TXV und entkoppeln so motorraumseitige Vibrationen der Kältemittelleitungen von dem zum Innenraum gerichteten Zusammenbau aus Verdampfer und TXV.

Über die Kältemittelleitungen kann eine Übertragung von Körperschall nicht nur zum Verdampfer sondern auch über die Anbindungspunkte der Kältemittelleitungen in die Karosserie erfolgen. Durch die Karosserie selbst oder/und durch die Übertragung von Körperschall auf weitere Bauteile kann es zu einer Abstrahlung von Luftschall in den Innenraum kommen. Umgekehrt können über die Anbindungspunkte der Kältemittelleitungen auch Anregungen von außerhalb in die Kältemittelleitungen eingetragen werden. Die Kältemittelleitungen werden daher so an die Karosserie angebunden, dass eine möglichst gute Entkopplung erreicht wird, z. B. durch Kunststoffclips. Weiterhin ist bei der Entwicklung darauf zu achten, dass ein gegenseitiger Kontakt der Kältemittelleitungen oder der Kontakt mit anderen Bauteilen vermieden wird. Dies wird durch entsprechende Leitungsführung oder gedämpfte Elemente zur Abstandshaltung wie z. B. Gummiringe erreicht.

3.4.5 Fluid-induzierter Schall durch die Kältemittelströmung

Neben der Schallübertragung können durch die Kältemittelströmung in den Leitungen auch Fluid-induzierte Geräusche entstehen. Dies können „Pfeif“- , „Zisch“- und „Gurgel“-Geräusche sein. Kältemittel, das Hohlräume, Spalte oder scharfe Kanten überströmt, liefert eine turbulente, breitbandige Anregung. Im Kältekreislauf kann ein solcher Spalt z. B. zwischen der Saugleitung und dem TXV-Körper entstehen (Koberstein et al. 2015) oder eine scharfe Kante in der Leitung zum Befüllstutzen sein (Thawani und Liu 2007), wie in Abbildung 15 dargestellt. Die Anregung, die beim Überströmen der Kavität hervorgerufen wird, ist insgesamt breitbandig, besitzt jedoch ein Pegelmaximum, welches in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit u , der charakteristischen Länge L (z. B. Länge der Kavität) und der Strouhalzahl St (Rodarte et al. 1998, S. 637; Thawani und Liu 2007) bei der Frequenz

$$f = St * \frac{u}{L} \quad (47)$$

liegt. Diese Frequenz wird weiter verstärkt, wenn es zu einer Überlagerung der Strömungsanregung mit einer kältemittelseitigen Resonanz kommt. Eine kältemittelseitige Resonanz kann z. B. eine Längswelle in Abhängigkeit der Spalllänge sein oder eine akustische Mode im Rohr (Koberstein et al. 2015) oder eine stehende ¼-Welle in einer Kavität wie dem Befüllstutzen (Thawani und Liu 2007), siehe Abbildung 15 b. Die Resonanz wird verstärkt und es tritt ein tonales Geräusch auf. Kommt es zu einer weiteren Überlagerung der akustischen Mode mit einer strukturellen Resonanz (Rodarte et al. 1999b; Thawani und Liu 2007) wird das Geräusch zusätzlich verstärkt.

Das Auftreten des Geräusches ist dabei von verschiedenen Einflussfaktoren abhängig. Zum einen variiert die Strömungsanregung mit der Strömungsgeschwindigkeit, zum anderen variiert die Resonanz im Kältemittel in Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit, sodass eine Überlagerung beider Effekte nur unter bestimmten Betriebsbedingungen auftritt. Einen Überblick über strömungsinduzierte Geräusche und die Anregung einzelner schmaler Frequenzbereiche in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit und durch Überlagerung mit Rohreigenmoden und Eigenmoden von überströmten Kavitäten geben Aly und Ziada 2016. Aufgrund der hohen Abhängigkeit von den Betriebsparametern des Kältekreislaufes ergeben sich somit sehr instationäre Geräusche. Dies ist für die Fahrzeuginsassen besonders störend und macht die Ermittlung der Geräuschquelle umso anspruchsvoller.

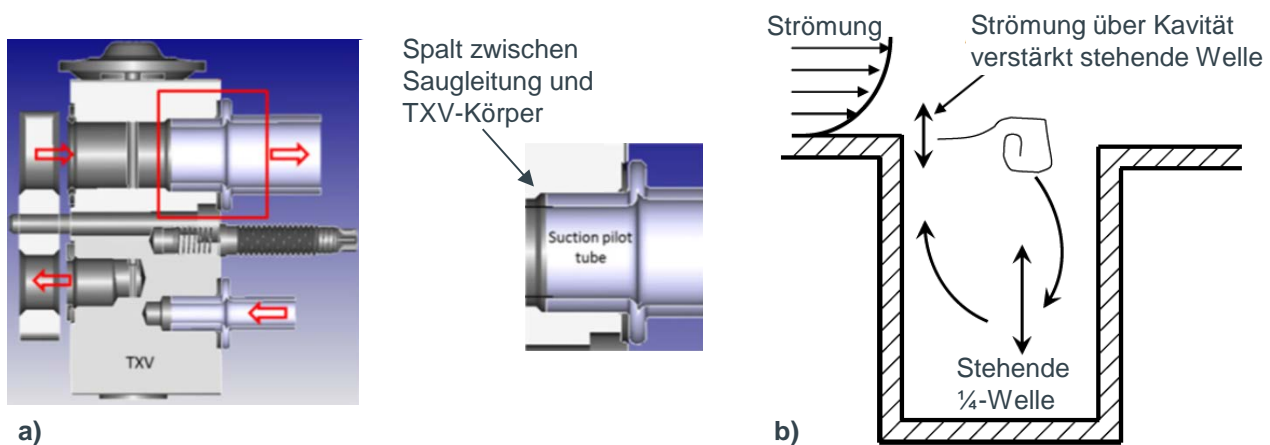


Abbildung 15: Beispiele für Fluid-induzierte Geräusche durch Kältemittelströmung über eine Kavität. Eine Kavität im Kältekreislauf kann sein a) ein Spalt zwischen TXV und Saugleitung (Koberstein et al. 2015) und b) ein Befüllstutzen, in dem eine stehende ¼-Welle angeregt wird (Thawani und Liu 2007).

Zu den Fluid-induzierten Geräuschen zählen auch Zisch- und Gurgelgeräusche, welche durch die Expansion des Kältemittels im TXV entstehen und meist auftreten, wenn das Kältemittel zweiphasig in das TXV eintritt. Diese Geräusche werden in den Abschnitten 3.5 und 3.7 genauer erläutert. Auch wenn die Geräusche im Expansionsorgan entstehen, kann durch ein geeignetes Leitungsrouting vor dem TXV-Eintritt die Strömungsform der zweiphasigen Kältemittelströmung beeinflusst werden. Durch eine veränderte Strömungsform der Kältemittelströmung am TXV-Eintritt kann die

Geräuscentstehung im TXV reduziert werden. Liu et al. 2015, Han et al. 2009 und Han et al. 2010 beschreiben ein Leitungsrouting vor dem TXV-Eintritt als vorteilhaft, welches 90°-Biegungen vor dem TXV vermeidet und den Innenrohrdurchmesser so wählt, dass sich möglichst eine stationäre Ringströmung oder Wellenströmung anstelle einer intermittierenden Pfropfen- oder Blasenströmung ausbildet. Zudem sollte eine möglichst horizontale Rohrführung gewählt werden, da durch die vertikale Rohrführung intermittierende Strömungsformen und damit strömungsinduzierte Geräusche begünstigt werden. Durch Beeinflussung der Strömungsform mittels eines geeigneten Leitungs routings konnten Han et al. 2010 eine Geräuschreduzierung von 2-5 dB erzielen.

3.5 Thermostatisches Expansionsventil (TXV)

3.5.1 TXV-Aufbau und Überhitzungsregelung des Kältemittels nach Verdampfer

Ein in Pkw-Kälteanlage häufig eingesetztes Expansionsorgan ist das thermostatische Expansionsventil (TXV). Da es mit dem „trompetenartigen“ Geräusch in Verbindung gebracht wird, wird es als einziges Expansionsorgan in dieser Arbeit vorgestellt. Das TXV regelt die Überhitzung des Kältemittels nach dem Verdampfer durch Anpassung des Drosselquerschnitts. Die Schnittansicht eines TXVs ist in Abbildung 16 dargestellt. Das Kältemittel strömt zunächst vom Verflüssiger kommend auf der Hochdruckseite durch die Drosselstelle des TXVs. Diese hat einen veränderlichen Öffnungsquerschnitt, welcher durch den Ventilhub der Kugel bestimmt wird und so den Massenstrom regelt. Das Kältemittel wird expandiert und strömt weiter zum Verdampfer. Nach dem Verdampfer strömt das Kältemittel wieder zurück zum TXV, wo es durch die obere Bohrung, die sogenannte Rückführstelle, des TXVs strömt. An der Rückführstelle befindet sich der Thermokopf des Ventils. Dieser ist mit einer Steuerfüllung gefüllt, welche häufig aus einem Zweiphasenfluid oder einer Mischung aus Zweiphasenfluid und Inertgas besteht. Die Steuerfüllung wird vom Kältemittel durch eine Membran und ein thermisches Dämpfungselement getrennt. Besteht ein Temperaturgradient zwischen Steuerfüllung und Kältemittel, findet ein Wärmeübergang statt. Auf die Membran wirken der Druck der Steuerfüllung und der des Kältemittels. (Aguilar 2009)

Das TXV regelt die Überhitzung des Kältemittels am Verdampferaustritt: Ausgehend von einem stationär eingeregelter Zustand erhöht sich die Temperatur des Kältemittels nach dem Verdampfer bei gleich bleibendem Druck, z. B. aufgrund einer Laständerung am Verdampfer durch Ändern der Gebläsestufe. Es entsteht ein Temperaturgradient zwischen Kältemittel und Thermokopffüllung, sodass eine Wärmeübertragung zwischen dem niederdruckseitigen Kältemittel und der Steuerfüllung des Thermkopfs stattfindet. Der Druck der Steuerfüllung steigt entsprechend des Kräftegleichgewichts aus Druckkraft der Steuerfüllung, Druckkraft des niederdruckseitigen Kältemittels und der Federkraft. Die Steuerfüllung dehnt sich aus und verschiebt die Membran, den Stößel und die Kugel nach unten. Auf der Hochdruckseite vergrößert sich somit der Öffnungsquerschnitt, wodurch sich der Kältemittelmassenstrom erhöht. Dies führt dazu, dass bei gleicher Verdampferlast und erhöhtem Kältemittelmassenstrom das Kältemittel am Verdampfer mit geringerer spezifischer

Enthalpie $h_{KM,aus}$ austritt. Damit nimmt die Überhitzung des Kältemittels am Austritt bei gleichbleibendem Verdampfungsdruck p wieder ab.

$$\dot{Q}_{Verda} = \dot{m}_{KM} * (h_{KM,kin} - h_{KM,aus}) = \dot{m}_{KM} * (h_{KM,kin} - h''(p) - c_{p,KM,aus} * \Delta T_{UE}) \quad (48)$$

Sinkt die Überhitzung des Kältemittels nach dem Verdampfer ab, gibt die Steuerfüllung Wärme an das Kältemittel ab und verflüssigt sich zunehmend. Druck und Volumen der Steuerfüllung reduzieren sich, das Kräftegleichgewicht verschiebt sich, sodass sich Membran und Kugel wieder Richtung Ventilsitz bewegen und der Massestrom reduziert wird.

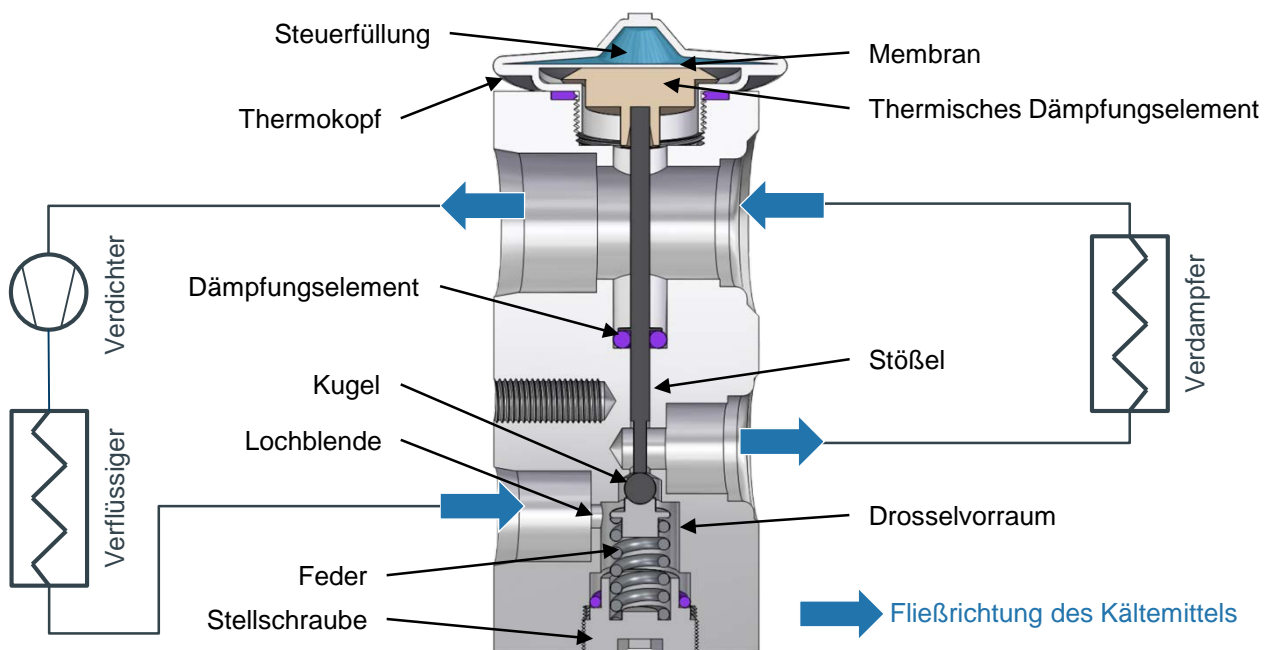


Abbildung 16: Schnittansicht eines thermostatischen Expansionsventils.

Unterhalb der Kugel befindet sich eine Feder, welche zum einen die Rückstellkraft zum Verschließen des Ventils aufbringt, zum anderen bringt sie eine Vorspannkraft auf den Ventilmechanismus auf. Die Vorspannkraft wird über die Einschraubtiefe der Schraube bestimmt. Über die Vorspannkraft kann die Öffnungskennlinie angepasst werden. Die Öffnungskennlinie beschreibt, ab welchem Druck und welcher Temperatur des Kältemittels nach dem Verdampfer eine Öffnung des Ventils stattfindet. Zwei Beispiele für eine Öffnungskennlinie sind zusammen mit der Dampfdruckkurve von R134a in Abbildung 17 dargestellt. Der Verlauf der Öffnungskennlinie wird über die Steuerfüllung und den Thermokopf beeinflusst, durch Ändern der Vorspannkraft kann die Kennlinie parallel verschoben werden (Aguilar 2009). Im oberen Druckbereich ab 3,9 bar befindet sich die Öffnungskennlinie 1 rechts der Dampfdruckkurve, d. h. das Ventil öffnet erst, wenn das Kältemittel bereits vollständig verdampft ist. Man spricht von einer „trockenen“ Abstimmung des TXVs. Im unteren Druckbereich öffnet das Ventil hingegen bereits, wenn das Kältemittel noch nicht vollständig verdampft ist. Man spricht von einer „nassen“ Abstimmung des TXVs. Aufgrund der zeitlichen Verzögerung durch den Wärmeübergang vom Kältemittel zur Steuerfüllung, welcher maßgeblich

durch die Gestaltung des Thermokopfs und des thermischen Dämpfungselements bestimmt wird, treten im Betrieb des Kältekreislaufs auch instationäre Zustände des Kältemittels nach dem Verdampferaustritt auf, welche sich links der Öffnungskennlinie befinden.

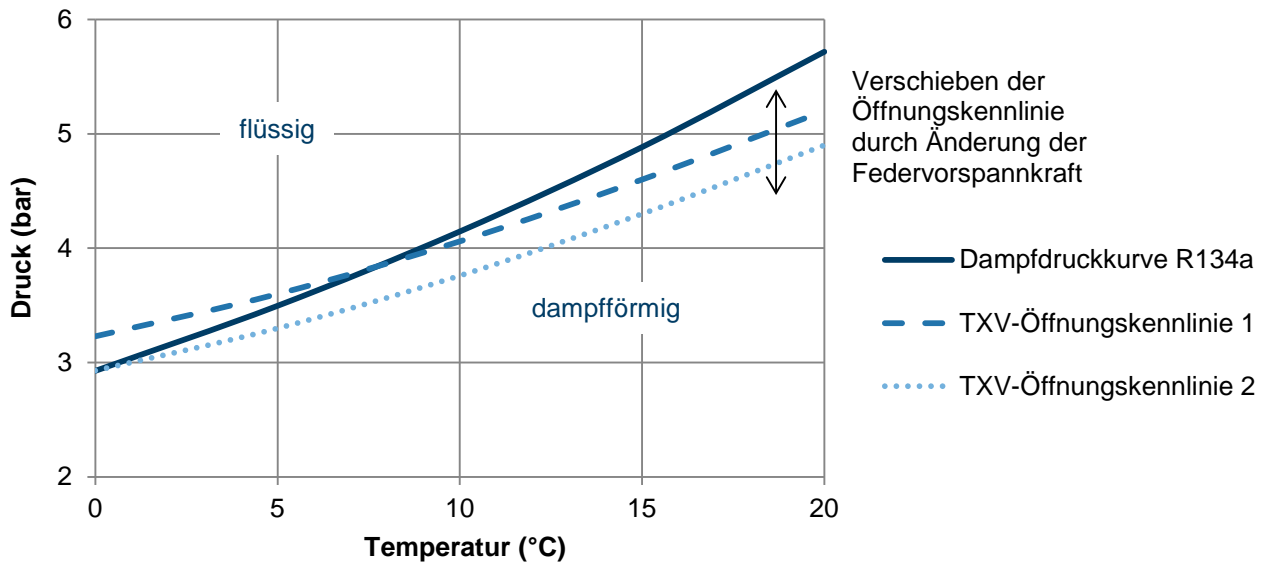


Abbildung 17: TXV-Öffnungskennlinien und Dampfdruckkurve von R134a. Das TXV 1 hat eine „nassere“ Abstimmung als das TXV 2 („trockene“ Abstimmung). TXV 1 ist akustisch vorteilhaft, da in einer zweiphasigen Kältemittelströmung nach dem Verdampferaustritt Kältemittelpulsationen stärker gedämpft werden als im vollständig überhitzten Kältemittel.

Die Abstimmung der Öffnungskennlinie ist aus akustischer Sicht wichtig, da es für die Innenraumakustik vorteilhaft ist, wenn am Ausgang des Verdampfers noch ein geringer Anteil an Flüssigkeitströpfchen fein verteilt in der Strömung, d.h. als Nebel-/Tröpfchenströmung, vorliegt. Diese mindern die Schallausbreitung durch die Reflexion des Schalls an den Phasengrenzflächen. Die Übertragung von Druckpulsationen über das in der Saugleitung befindliche Kältemittel ist häufig der Hauptübertragungspfad von Geräuschen, die durch den Verdichter hervorgerufen werden, siehe auch Kapitel 3.4. Hingegen sollte das Kältemittel am Verdichtereintritt jedoch vollständig verdampft vorliegen (Aguilar 2009, S. 10). Hieraus ergibt sich ein Zielkonflikt, welcher bei der Wahl der TXV-Öffnungskennlinie und der Auslegung des Kältekreislaufs berücksichtigt werden muss. Aus akustischer Sicht ist es daher vorteilhaft, wenn ein innerer Wärmeübertrager zum Einsatz kommt. Dieser ermöglicht es aufgrund der Nacherwärmung bzw. Nachverdampfung des Kältemittels im Wärmeübertrager, das TXV „nasser“ abzustimmen. So liegt nach dem Verdampfer noch ein geringer Anteil an flüssigem Kältemittel vor, während das Kältemittel vor dem Verdichter vollständig überhitzt ist.

3.5.2 Expansions- und Strömungsgeräusche

Das TXV kann, wie andere Drosselorgane auch, Schallquelle von Expansions- und Strömungsgeräuschen sein (Sinambari und Sentpali 2014; Thawani et al. 2013; Liu et al. 2015). Diese werden im

Fahrzeuginnenraum meist als „Zisch“- , „Rausch“- oder „Gurgel“-Geräusche wahrgenommen. Derartige Geräusche treten auf, wenn das Kältemittel vor Eintritt in das TXV zweiphasig vorliegt. Strömt das zweiphasige Kältemittel durch die Drosselstelle, kommt es zum einen zu einer Anregung von Kältemittelpulsationen aufgrund des Zerplatzens der Dampfblasen, zum anderen zu einer hohen Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels im engsten Drosselquerschnitt und zu damit verbundenem Freistrahllärm (engl.: *jet noise*). Die Höhe der Anregung und die Peak-Frequenz (Frequenz mit dem höchsten Pegel) durch das Zerplatzen der Gasblasen hängen dabei von der Strömungsform der zweiphasigen Kältemittelströmung vor dem TXV sowie der damit verbundenen Größe und Form der Dampfblasen ab (Han et al. 2010; Liu et al. 2015; Lee et al. 2016; Han et al. 2011). Mittels eines geeigneten Leitungsroutings vor dem TXV lassen sich daher Expansionsgeräusche akustisch positiv beeinflussen, wie in Kapitel 3.4.5 erläutert wurde. Die Anregung durch die hohe Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels in der Drossel, der Freistrahllärm, ist breitbandig, der Schallpegel wächst mit der 4-8. Potenz der Strömungsgeschwindigkeit (Thawani et al. 2013, S. 1118; Sinambari und Sentpali, 194f.).

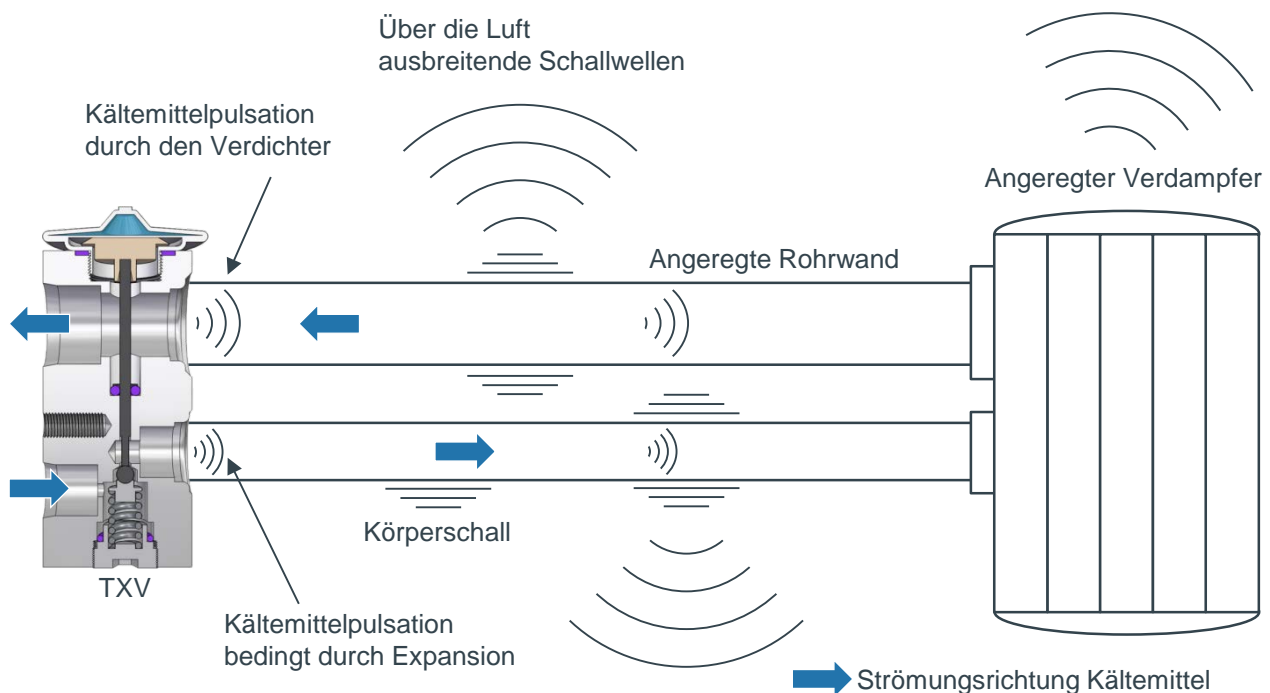


Abbildung 18: Schallübertragungspfade von Expansionsgeräuschen vom Expansionsorgan zum Verdampfer und von Kältemittelpulsationen vom Verdichter (in Anlehnung an Singh et al. 1999, S. 2).

Durch die Expansion des Kältemittels wird das TXV zur Vibration angeregt. Die strukturmechanischen Schwingungen breiten sich vom TXV über die Rohrleitungen zum Verdampfer aus, wie in Abbildung 18 schematisch dargestellt. Gleichzeitig pulsiert das Kältemittel hinter der Drossel stark, sodass ein zweiter Schallübertragungspfad vom TXV zum Verdampfer über das Kältemittel bzw. zwischen Kältemittel und Rohrleitung besteht (Singh et al. 1999; Rodarte et al. 1999a).

Das Kältemittel vor dem TXV ist teilweise direkt nach dem Einschalten des Verdichters oder im Niederlastbetrieb des Kältekreislaufes zweiphasig, sodass Zischgeräusche entstehen. Ist der Verdichter ausgeschaltet, befindet sich das Kältemittel im Kreislauf in einem zweiphasigen Zustand, der Druck im Kältekreislauf ist ausgeglichen. Nach dem Einschalten des Verdichters steigt der Druck hochdruckseitig an, sodass das zweiphasige Kältemittel vor dem TXV durch den Druckanstieg zunehmend verflüssigt wird. Durch gleichzeitiges Absenken des Niederdrucks öffnet das TXV schließlich. Öffnet es, bevor der Druck vor dem TXV ausreichend gestiegen ist und das Kältemittel damit noch zweiphasig vorliegt, treten Zischgeräusche auf. Um dem entgegen zu wirken, wurden verschiedene technische Maßnahmen für das TXV entwickelt (Lou et al. 2011), welche die Öffnung des TXVs nach dem Einschalten des Kältemittelverdichters verzögern sollen, um so einen möglichst unterkühlten Zustand zu erreichen. Zischgeräusche werden so reduziert. Der Einsatz einer Lochblende vor dem Drosselvorraum, siehe Abbildung 16, soll dazu dienen, durch eine Vorexpansion die Dampfblasen feiner zu verteilen und ihre Größe bereits vor dem Eintritt in die Drosselstelle zu reduzieren. Somit reduzieren sich auch Zischgeräusche durch das Kollabieren der Dampfblasen in der Drosselstelle des TXVs (Watanabe et al. 1997).

Da sich Expansionsgeräusche dennoch nur bedingt verhindern lassen, kann der Einsatz sekundärer Maßnahmen sinnvoll sein. Dies können Maßnahmen am Verdampfer, wie eine von Thawani et al. 2013 untersuchte Verdampferschwerschicht oder ein von Liu et al. 2015 und Han et al. 2010 beschriebenes, verbessertes Leitungsrouting sein.

3.6 Innerer Wärmeübertrager

Ein innerer Wärmeübertrager (IWT) kommt in einigen PKW-Kältekreisläufen zur Effizienzsteigerung zum Einsatz. Im inneren Wärmeübertrager wird Wärme vom hochdruckseitigen Kältemittelmassenstrom nach dem Verflüssiger auf den niederdruckseitigen Kältemittelmassenstrom nach dem Verdampfer übertragen. Der innere Wärmeübertrager im PKW, wie in Abbildung 10 zu sehen, wird meist als koaxial geführte Rohre ausgeführt. Anlagen mit IWT weisen gegenüber Anlagen ohne IWT einen zusätzlichen strukturellen Schallübertragungspfad zwischen der Hoch- und der Niederdruckseite auf. Thawani et al. 2013 sehen das Risiko, dass so Zisch- und Gurgelgeräusche des TXVs verstärkt werden können, da durch den IWT zusätzliche akustische Moden im System zustande kommen, welche durch die breitbandige Anregung der Kältemittelerweiterung verstärkt werden können. Über die strukturelle Kopplung zwischen Hochdruck-, Niederdruckleitung, TXV und Verdampfer würden die Geräusche weiter übertragen und im ungünstigen Fall sogar verstärkt.

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erläutert, ermöglicht ein IWT jedoch die aus akustischer Sicht positive, „nassere“ Abstimmung des TXVs, sofern diese nicht zu anderen Auslegungskriterien im Widerspruch steht.

3.7 Verdampfer

3.7.1 Verdampfer als Schallübertrager in den Fahrzeuginnenraum

Der Verdampfer ist für die Kältekreislaufakustik aufgrund seiner Einbaulage im Fahrzeug ein wichtiges Bauteil, da er für verschiedenste Geräusche von der Verdichterpulsation bis zu Expansions- und Strömungsgeräuschen als Abstrahler in den Innenraum dient (Thawani et al. 2013). Der Verdampfer ist meist mit einer Schaumlage gegenüber dem Klima-Heizgerät abgedichtet. Der Verdampfer muss im Heiz-Klimagerät so gelagert sein, dass dieser strukturell vom Heiz-Klimagerät entkoppelt ist und sich Schwingungen nicht auf das Klimagerät übertragen und verstärken können (Thawani et al. 2005a; Thawani und Liu 2009).

Eine Schallabstrahlung in den Innenraum findet dabei nicht nur über den Verdampfer, sondern bereits über die Verdampferrohre statt, siehe hierzu auch Abbildung 18. Druckpulsationen des Kältemittels und Körperschall bedingt durch den Verdichter übertragen sich auf das Rohr nach dem Verdampferaustritt. Druckpulsationen und Körperschall bedingt durch die Expansion des Kältemittels im Expansionsventil übertragen sich auf das Rohr zwischen TXV und Verdampfereintritt, (Rodarte et al. 1999a; Singh et al. 1999). Eine ausführliche Beschreibung beider Geräuschphänomene ist bereits in den Kapiteln 3.2 und 3.5.2 erfolgt. Einzelne Frequenzen werden zusätzlich verstärkt, wenn es zu einer Überlagerung mit akustischen Moden des Kältemittels im Rohr oder strukturmechanischen Eigenmoden der Rohre und des Verdampfers kommt (Rodarte et al. 1999b).

Als Maßnahme zur Verbesserung der Akustik wird daher häufig eine Schwerschicht, z. B. aus Butyl eingesetzt. Hierbei gibt es jedoch sehr unterschiedliche Ausprägungen beim Einsatz einer Schwerschicht: Diese kommt zum Teil nur auf den Verdampferrohren zum Einsatz, teilweise jedoch auch auf dem Verdampferkörper entlang der Abdichtung gegenüber dem Klimagerät. Dies bringt jedoch die Nachteile zusätzlicher Masse und Kosten mit sich (Thawani et al. 2013, S. 1118).

3.7.2 Fluid-induzierter Schall im Verdampfer als Schallquelle

Neben der Abstrahlung von Schall können einige Geräusche auch im Verdampfer entstehen bzw. dort verstärkt werden, wie „Pfeif“- und „Hup“-Geräusche. Rodarte et al. 1998 beschreiben ein „Pfeif“-Geräusch (*whistling*), welches durch eine akustische Resonanz in einem Plattenverdampfer verursacht wird. Die akustische Resonanz kam durch eine stehende $\frac{1}{2}$ -Welle zustande, welche sich im Verdampfer insbesondere in Hochlastbetriebspunkten ausbildete. Sie konnten zeigen, dass diese Resonanz in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels unterschiedlich stark angeregt wurde, vgl. auch Kapitel 3.4.5. Das Geräusch konnte letztlich durch eine Veränderung der Verdampfergeometrie und des Plattendesigns eliminiert werden. Ein ähnliches Phänomen beschreiben auch Thawani et al. 2005b. Ein „hupendes“, hochfrequentes, tonales Geräusch (*hoot*) wurde durch eine stehende Welle im Verdampfer verursacht, welche sich ausbildete, wenn das Kältemittel im Verdampfer bereits vollständig überhitzt vorlag.

4 Voruntersuchung zur Charakterisierung des trompetenartigen Geräusches und der stehenden Welle als Geräuschquelle

Bei hohen Außentemperaturen trat in einigen Fahrzeugen mit Klimatisierungsanlage ein trompetenartiges Geräusch auf. Es wird in dieser Arbeit als trompetenartig bezeichnet, da es subjektiv beschrieben an den Klang einer Trompete erinnert. In ersten Versuchen konnte beobachtet werden, dass ein Umbau des TXVs auf eine andere Bauart das Auftreten des trompetenartigen Geräusches beeinflusste. Die Bauart des TXVs unterscheidet sich je nach Hersteller und Typ u. a. durch die geometrischen Abmaße, die Ausführung des Thermokopfes mit der Steuerfüllung und die Ausführung der Ventilmechanik inklusive eingesetzter Dämpfungselemente. Thawani et al. 2013 berichten ebenso von einem trompetenartigen Geräusch, welches vermeintlich durch eine höhere Dämpfung des TXVs behoben werden kann. Wie genau die Bauart des TXVs das Auftreten des Geräusches beeinflusst und wie es zustande kommt, geht bisher nicht aus der Literatur hervor. Um die Geräuschquelle zu identifizieren, wird daher eine systematische Analyse durchgeführt. Das Geräusch wird dafür zunächst im Fahrzeug reproduziert und analysiert. Basierend darauf wird eine These abgeleitet, welche das Geräusch auf eine stehende Welle im Kältemittel in der Rohrleitung vor TXV-Eintritt zurückführt. Die These der stehenden Welle wird mittels weiterer Untersuchungen verifiziert.

4.1 Analyse und Geräuschidentifikation

4.1.1 Erzeugung des Geräusches im Fahrzeug

Zur Erzeugung des Geräusches wird ein Fahrzeug verwendet, in dem das trompetenartige Geräusch bereits aufgetreten ist. Der Kältekreislauf des untersuchten Fahrzeuges wurde bereits in Abbildung 10 dargestellt. Er besteht aus einem extern geregelten Verdichter ohne Saugdrosselventil, einem Verflüssiger, einem inneren Wärmeübertrager, einem thermostatischen Expansionsventil, einem Verdampfer und den verbindenden Kältemittelleitungen. Zu Analysezwecken soll das trompetenartige Geräusch möglichst häufig erzeugt werden. Daher wird für die Untersuchung ein Ventil verwendet, von dem bekannt ist, dass es besonders häufig und lange trompetenartige Geräusche erzeugt. Das untersuchte Fahrzeug besitzt einen Ottomotor mit 4 Zylindern und Vier-Takt-Prinzip. Die bei der Untersuchung verwendeten Messpunkte und -sensoren sowie Abtastraten sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Auf die Einbringung von Sensoren in den Kältekreislauf, insbesondere im Bereich des TXVs und Verdampfer, wird bei der ersten Messreihe verzichtet, da diese einen Einfluss auf das akustische Übertragungsverhalten haben können.

Um die hohen Außentemperaturen nachzustellen, wird die Motorhaube leicht geöffnet und die Luftleitteile der Außenluftansaugung entfernt, sodass aufgeheizte Luft aus dem Motorraum über das

Tabelle 4: Übersicht der verwendeten Messpunkte und Sensoren.

Bezeichnung	Sensor	Abtastrate
Luftschall im Fahrzeuginnenraum vor dem vorderen mittleren Personenanströmer	Kondensatormikrofon, Fa. PCB, Modell 377B02 mit Schaumball	48.000 Hz
Kältemitteldruck vor dem Verdichter	Relativdruckaufnehmer, Fa. Gems, Modell 3101	100 Hz
Kältemitteldruck nach dem Verdichter	Relativdruckaufnehmer, Fa. Gems, Modell 3101	100 Hz
Dynamischer Kältemitteldruck vor dem Verdichter	Dynamischer Druckaufnehmer, Fa. PCB, Modell S112A21	12.000 Hz
Dynamischer Kältemitteldruck nach dem Verdichter	Dynamischer Druckaufnehmer, Fa. PCB, Modell S111A24	12.000 Hz
Kältemitteltemperatur vor dem Verdichter	Thermoelement Typ K	100 Hz
Kältemitteltemperatur nach dem Verdichter	Thermoelement Typ K	100 Hz
Lufttemperatur in der Luftansaugung des Klimageräts	Thermoelement Typ K	100 Hz
Motordrehzahl	CAN-Botschaft des Motorsteuergeräts	100 Hz

Klimagerät angesaugt wird. Die Luftansaugung wird dazu auf 100 % Frischluft gestellt. Weiterhin wird der Kühlerlüfter teilweise mit einer Decke abgehängt, um eine Rezirkulation der aufgeheizten Luft am Verflüssiger zu erreichen und den Kondensationsdruck des Kältemittels entsprechend zu erhöhen. Die Luftausströmer im Fahrzeuginnenraum werden auf Personenanströmer gestellt, um eine möglichst direkte Übertragung von Kältekreislaufgeräuschen, abgestrahlt durch den Verdampfer, in den Innenraum zu haben. Das Regelventil des Verdichters wird mit einem möglichst geringen Regelstrom versorgt, um hohe Drücke auf der Saugseite zu erzeugen und einen geringen Kältemittelmassestrom zu fördern.

Zur Erzeugung des Geräusches wird der Motor zunächst solange betrieben bis er Betriebstemperatur erreicht. Anschließend wird die Motordrehzahl kontinuierlich erhöht und wieder abgesenkt von minimaler bis maximaler Motordrehzahl mit einer Dauer von 2 bis 20 Sekunden je Erhöhung/Absenkung. Mit zunehmender Versuchsdauer steigt die Lufttemperatur vor dem Verflüssiger aufgrund der Rezirkulation der Luft. Dadurch steigen Kältemitteldruck und -temperatur auf der Hochdruckseite. Der Versuch wird beendet kurz bevor der maximal zulässige Hochdruck erreicht wird.

Die beschriebene Versuchsdurchführung ermöglicht eine zuverlässige Erzeugung des trompetenartigen Geräusches, allerdings ist der Versuchsverlauf nicht eindeutig reproduzierbar. Der Kältekreislauf ist während des Versuchsdurchlaufs instationär und einige äußere Bedingungen, welche das

Verhalten des Kältekreislaufes beeinflussen, wie z. B. Temperatur und Massenstrom der Luft vor dem Verflüssiger und der Luft vor dem Verdampfer, können mit dem beschriebenen Versuchsaufbau nicht eingestellt und messtechnisch erfasst werden. Diese äußeren Bedingungen haben jedoch Einfluss auf das Verhalten des Kältekreislaufes und die resultierenden Kältemittelzustände. Zudem verfügen der Verdichter und das TXV über eine interne Regelung, welche das Hubvolumen des Verdichters bzw. den Ventilhub des TXVs ändern. Beide Größen können jedoch messtechnisch nicht oder nur schwer erfasst werden, beeinflussen jedoch die Kältemittelzustände im Kreislauf und damit auch das Auftreten des trompetenartigen Geräusches. Somit können bei Wiederholung des Versuchs teilweise unterschiedliche Betriebsgrößen und Kältemittelzustände auftreten.

4.1.2 Beobachtung und Analyse

Das trompetenartige Geräusch lässt sich durch Variation der Drehzahl auslösen und tritt bei Durchführung des zuvor beschriebenen Versuches mehrfach auf. Um das gemessene Luftschallsignal hinsichtlich seiner spektralen Anteile zu analysieren, wird eine FFT durchgeführt. In Abbildung 19 a ist das Spektrogramm nach FFT (DFT-Länge: 8096, A-bewertet) des Luftschallsignals aus dem Fahrzeuginnenraum über Zeit für eine beispielhafte Messung dargestellt, in der das trompetenartige Geräusch auftritt.

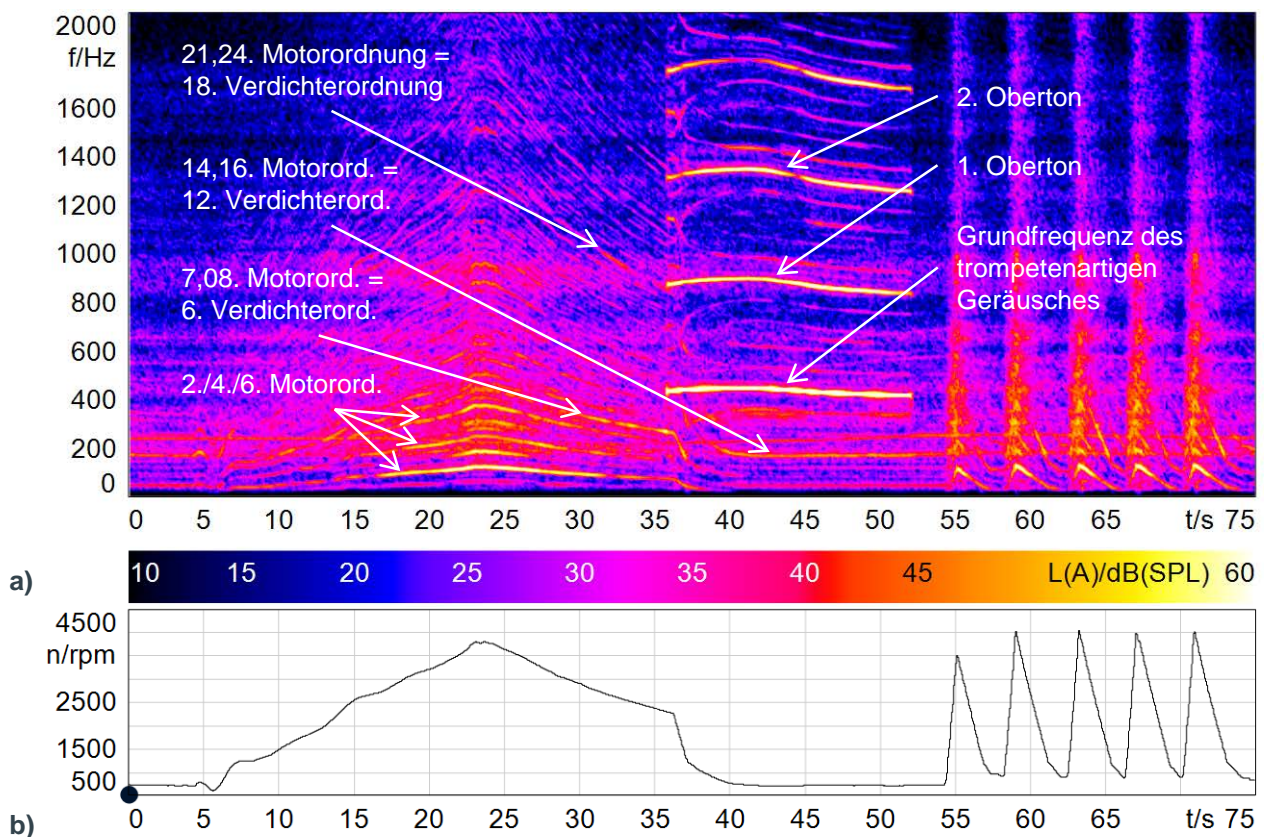


Abbildung 19: a) Spektrogramm (FFT mit DFT-Länge: 8192, A-bewertet) des Luftschallsignals aus dem Fahrzeuginnenraum über Zeit und b) Motordrehzahlverlauf über Zeit.

Im Spektrogramm lassen sich neben dem trompetenartigen Geräusch verschiedene Ordnungen erkennen, welche dem Verdichter und dem Motor zugeordnet werden können. Die Ordnungen sind Vielfache der Motor- bzw. Verdichterdrehzahl. Die Frequenzen der Ordnungen, welche dem Motor zuzuordnen sind, lassen sich aus dem gemessenen Motordrehzahlverlauf mit Formel (37) bestimmen, welcher in Abbildung 19 b gezeigt ist. Im vorliegenden Fall hat das Versuchsfahrzeug einen 4-Zylinder-Motor mit zwei Zündungen je Umdrehung, sodass die 2., 4. und 6. Motorordnung sowie abgeschwächt auch deren ganzzahlige Vielfache einen erhöhten Schalldruckpegel aufweisen, vgl. hierzu auch Gleichung (40). Weiterhin weisen im Spektrogramm einige Frequenzen einen erhöhten Schalldruckpegel auf, welche sich Verdichterordnungen zuordnen lassen. Dies sind insbesondere die Hauptordnungen des Verdichters, welche mit Hilfe der Gleichungen (36) und (39) bestimmt werden. Da der Verdichter 6 Kolben besitzt und das Übertragungsverhältnis vom Motor zum Verdichter 1,18 beträgt, entspricht die 7,08. Motorordnung der 6. Verdichterordnung (Gleichungen (38) und (39)). Auch Frequenzen, die zu höheren Verdichterordnungen gehören, wie zur 12. und 18. Verdichterordnung bzw. zur 14,16. und 21,24. Motorordnung weisen einen erhöhten Schalldruckpegel auf, wie in Abbildung 19 a gekennzeichnet.

Zum Zeitpunkt $t = 36$ s beginnt das trompetenartige Geräusch und hält bis etwa $t = 52$ s an. Die Grundfrequenz des Geräusches liegt zu Beginn bei $f = 438$ Hz. Sie steigt auf etwa 450 Hz an und fällt danach auf 420 Hz ab. In Abhängigkeit der Grundfrequenz treten Obertöne auf, die ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz darstellen. Das trompetenartige Geräusch ist somit ein tonales Geräusch, da es durch einzelne Frequenzen dominiert wird. Es unterscheidet sich damit von breitbandigen, rauschartigen Geräuschen, wie z. B. den Zischgeräuschen bedingt durch die Expansion des Kältemittels im TXV.

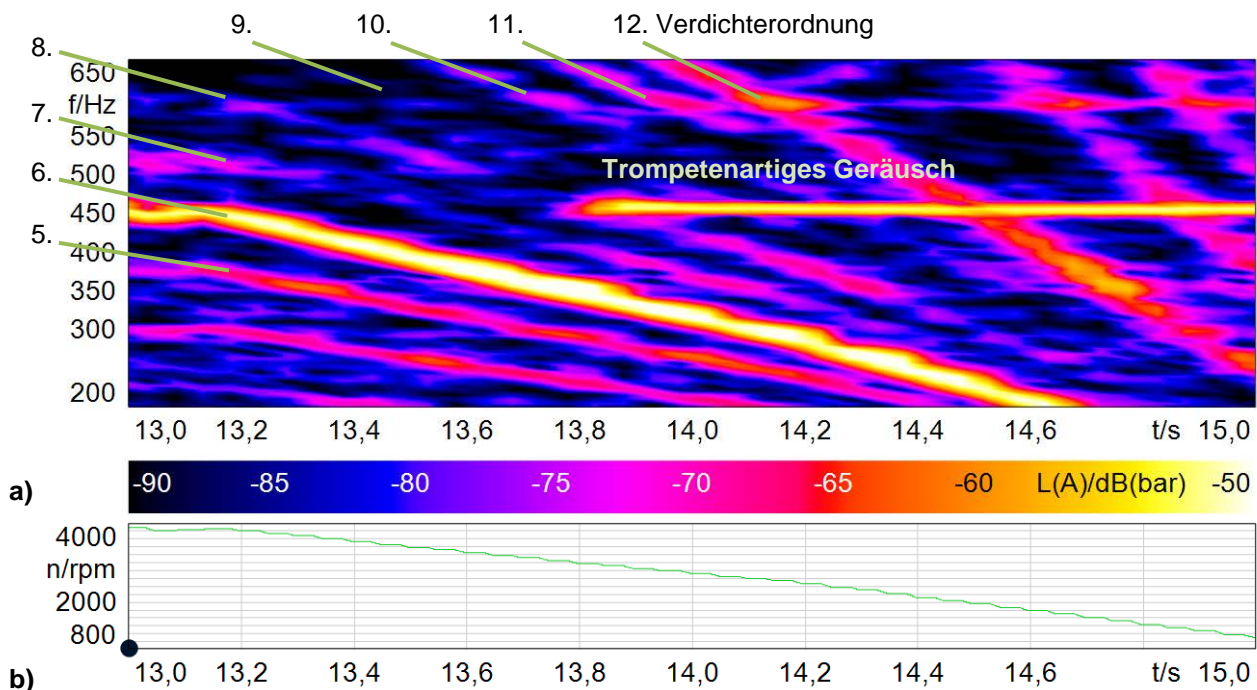


Abbildung 20: a) Spektrogramm der Kältemittelpulsation vor dem Verdichter über Zeit und b) Motordrehzahlverlauf über Zeit.

In Abbildung 20 ist für eine weitere Messung das Spektrogramm der Kältemittelpulsation auf der Niederdruckseite vor dem Verdichter abgebildet. Auffällig ist hier, dass das trompetenartige Geräusch beginnt, wenn die Frequenz der 8. Verdichterordnung die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches durchläuft. Sobald das Geräusch beginnt, ist die Frequenz des trompetenartigen Geräusches jedoch unabhängig von der Motordrehzahl. In weiteren Messungen konnte ebenso beobachtet werden, dass das trompetenartige Geräusch ausgelöst wurde, wenn die Frequenz einer höheren Verdichterordnung der Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches entsprach. Hieraus lässt sich ableiten, dass das trompetenartige Geräusch zu Beginn möglicherweise durch den Verdichter angeregt wird, dann aber unabhängig von der Verdichteranregung ist.

Für die in der Messreihe aufgetretenen trompetenartigen Geräusche lassen sich nach der Spektralanalyse folgende Charakteristiken/Beobachtungen zusammenfassen:

1. Das trompetenartige Geräusch zeichnet sich durch eine starke Tonalität aus.
2. Die Grundfrequenz liegt im Bereich von 400... 600 Hz. Sie variiert über die Geräuschdauer.
3. Neben der Grundfrequenz weisen auch deren ganzzahlige Vielfache einen erhöhten Schalldruckpegel gegenüber den anderen Frequenzbereichen auf.
4. Innerhalb einer Messreihe sinkt die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches tendenziell mit zunehmender Versuchsdauer.
5. Das Geräusch dauert von wenigen Zehntelsekunden bis hin zu mehreren Sekunden.
6. Die Frequenz des Geräusches ist drehzahlunabhängig. Es beginnt allerdings häufig, wenn die Frequenz einer höheren Verdichterordnung der Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches entspricht.

4.2 Zur eigenen These einer stehenden Welle im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt als Ursache des trompetenartigen Geräusches

4.2.1 Entwicklung einer These zur Geräuschquelle

Charakteristisch für das trompetenartige Geräusch ist seine ausgeprägte Tonalität, vgl. Beobachtung 1. Es unterscheidet sich damit deutlich von breitbandigeren Geräuschen, wie z. B. durch die Expansion des Kältemittels bedingte Zischgeräusche. Die ausgeprägte Tonalität des Geräusches deutet daraufhin, dass eine Resonanz im Kältekreislauf angeregt wird. Charakteristisch ist ebenfalls, dass die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches leicht variiert, vgl. Beobachtung 2. Dies spricht gegen eine strukturmechanische Resonanz eines Bauteils mit fester Resonanzfrequenz. Vielmehr deutet es auf eine veränderliche Resonanz im Kältemittel hin, da die akustischen Eigenschaften des Kältemittels und damit auch das Resonanzverhalten mit Druck und Temperatur variieren. Die ausgeprägte Tonalität und die ganzzahligen Obertöne, vgl. Beobachtung 3, sind weiterhin charakteristisch für eine stehende Welle, auch longitudinale Mode im Rohr genannt, siehe

hierzu auch Kapitel 2.3.3. Würde die Resonanz im Kältemittel durch transversale Moden im Rohr zustande kommen, wären die Obertöne keine ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz, siehe Kapitel 2.3.4. Die Frequenz einer stehenden Welle im Rohr ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit des Fluids und der Länge des Rohres. Die Berechnung der Frequenz wird im nächsten Abschnitt im Detail erläutert werden. Die Abhängigkeit der Frequenz einer stehenden Welle von der Schallgeschwindigkeit erklärt auch, weshalb sich die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches über die Versuchsdauer verändert, vgl. Beobachtung 4. Da sich der Motorraum mit zunehmender Versuchsdauer stark aufheizt, werden auch die Temperatur, der Druck und damit die Schallgeschwindigkeit des Kältemittels beeinflusst. Die Grundfrequenz einer stehenden Welle würde sich somit verschieben. Als mögliche Geräuschquelle wird somit eine stehende Welle im Kältemittel in Betracht gezogen. Eine stehende Welle im Kältemittel ist zudem unabhängig von der Verdichterdrehzahl, was zu Beobachtung 6 passen würde. Allerdings braucht auch eine stehende Welle im realen Fall eine Anfangsanregung. Im Idealfall kann sie fortlaufend bestehen. Es wird vermutet, dass die Anregung dabei durch eine höhere Verdichterordnung zustande kommt, welche sich fluidseitig über das Kältemittel oder aber als Körperschall überträgt und die stehende Welle im Kältemittel anregt, vgl. Beobachtung 6.

4.2.2 Betrachtungen zu einer möglichen stehenden Welle im Kältemittel und Identifikation des betreffenden Rohrabschnitts

Um die These einer stehenden Welle im Kältemittel zu verifizieren und den betreffenden Rohrabschnitt im Kältekreislauf zu identifizieren, werden die Grundfrequenzen des trompetenartigen Geräusches genauer betrachtet. Diese geben Aufschluss über die Wellenlänge und damit auch darüber, in welchem Rohrabschnitt des Kältekreislaufes die stehende Welle auftritt. Da das trompetenartige Geräusch mit dem TXV in Zusammenhang steht, werden die Rohrabschnitte vor und nach TXV bzw. an der Rückführstelle nach dem Verdampfer betrachtet. Mögliche Reflexionsstellen können Querschnittssprünge der Rohrleitungen sein.

Die Frequenz einer stehenden Welle lässt sich berechnen mit den Gleichungen (25) und (27) bzw. für die Obertöne gelten die Gleichungen (26) und (28). Aufgelöst nach der Rohrlänge ergibt sich für eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle die Rohrlänge in Abhängigkeit von Schallgeschwindigkeit c und der Grundfrequenz f_0 zu:

$$L_{Ro} = \frac{c}{4f_0} \quad (49)$$

Für die stehende $\frac{1}{2}$ -Welle ergibt sich eine Rohrlänge von:

$$L_{Ro} = \frac{c}{2f_0} \quad (50)$$

Um die Rohrlänge zu berechnen, wird die Schallgeschwindigkeit im Rohr durch die Schallgeschwindigkeit des ruhenden, einphasigen Kältemittels abgeschätzt, welche aus den Zustandsgrößen

Druck und Temperatur des Kältemittels und Stoffdaten berechnet wird. In dieser Arbeit werden dabei Stoffdaten für R134a nach Tegethoff et al. 2015 verwendet. Im Rahmen der Voruntersuchung wurden die Drücke und Temperaturen im Kältemittel in den Rohrabschnitten in der Nähe des TXVs, also vor dem TXV nach dem Verdampfer/an der Rückführstelle des TXVs nicht gemessen, um eine Verstimmung des Systems zu vermeiden. Sie werden daher mithilfe der vor und nach dem Verdichter gemessenen Drücke, der korrespondierenden Verdampfungs- bzw. Kondensationstemperatur und einer auf Erfahrungswerten basierenden oberen und unteren Unterkühlung bzw. Überhitzung abgeschätzt. Es werden vereinfachend zunächst nur einphasige Zustände im ruhenden Fluid betrachtet, da zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im zweiphasigen Zustand auch Strömungsform und Dampfgehalt berücksichtigt werden müssen (Flieger et al. 2017). Die resultierende Berechnung ist für die Hochdruckseite vor dem TXV und die Niederdruckseite nach dem Verdampfer in Tabelle 6 im Anhang zusammengefasst. Die beste Übereinstimmung der berechneten Rohrlängen mit der tatsächlichen Rohrlänge im Kältekreislauf ergibt sich für eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle mit der Rohrleitung auf der Hochdruckseite vor dem TXV. Je nach Abschätzung der Unterkühlung ergibt sich eine Rohrlänge von 121-180 mm (Unterkühlung 5 K) bzw. 160-221 mm (Unterkühlung 20 K). Die tatsächliche Länge der Hochdruckleitung vor dem Eintritt in das TXV von 186 mm liegt innerhalb des genannten Bereichs unter der Annahme einer Unterkühlung > 5 K. Für die Niederdruckseite stimmen die berechneten Längen nicht mit den tatsächlichen Rohrlängen im Kältekreislauf überein. Nachfolgend wird daher weiter untersucht, ob in der Hochdruckleitung vor dem TXV eine stehende Welle für das trompetenartige Geräusch ursächlich ist.

4.3 Experimentelle Untersuchung zum Nachweis einer stehenden Welle im Kältemittel in der Hochdruckleitung

Um die These der stehenden Welle im Kältemittel in der Hochdruckleitung vor dem TXV experimentell zu prüfen, werden nachfolgend zwei Versuche durchgeführt:

1. Variation der Länge der Hochdruckleitung vor dem TXV
2. Messung des dynamischen Drucks in der Hochdruckleitung vor dem TXV in Abhängigkeit des Ortes

4.3.1 Variation der Länge der Hochdruckleitung vor dem TXV

Die Frequenz einer stehenden Welle ist umgekehrt proportional zur Länge des Rohres, siehe Gleichung (49). Um die stehende Welle in der Hochdruckleitung vor dem TXV nachzuweisen, wird daher die Länge der Hochdruckleitung vor dem TXV in einem Versuch variiert. Versuchsaufbau und Durchführung bleiben analog zu Kapitel 4.1.1. Folgende Flüssigkeitsleitungen werden eingesetzt:

- Messreihe 1: Hochdruckleitung vor dem TXV aus dem Vorversuch (Länge $L_1 = 186 \text{ mm}$)
- Messreihe 2: Hochdruckleitung vor dem TXV mit Länge $L_2 = 242 \text{ mm}$
- Messreihe 3: Hochdruckleitung vor dem TXV mit Länge $L_3 = 268 \text{ mm}$

Von einer Einbringung von Temperatursensoren in der Hochdruckleitung vor dem TXV wird weiterhin abgesehen, um keine Störung der Kältemittelströmung und Schallausbreitung in der Rohrleitung zu verursachen. Eine Bestimmung der Schallgeschwindigkeit bzw. des Aggregatzustands über Druck und Temperatur des Kältemittels in der Hochdruckleitung vor dem TXV ist daher für die Messung nicht möglich.

Bei der Durchführung der drei Messreihen mit unterschiedlichen Leitungslängen tritt das trompetenartige Geräusche in jeder Messreihe mehrfach auf. Zur weiteren Auswertung wird jedes der trompetenartigen Geräusche mittels FFT hinsichtlich seiner Grundfrequenz ausgewertet. Die im Versuch gemessenen Grundfrequenzen sind als Boxplot je Rohrlänge in Abbildung 21 dargestellt. Der Boxplot zeigt den Median, das obere und untere Quartil sowie den oberen und unteren Extremwert. In Abbildung 22 sind zudem drei beispielhafte Messungen je Rohrlänge als Spektrogramm (DFT-Länge: 8192, A-bewertet) dargestellt.

Abbildung 21 und Abbildung 22 bestätigen die anfängliche Vermutung einer Frequenzabhängigkeit der Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches von der Rohrlänge der Hochdruckleitung vor dem TXV. Je länger die Rohrleitung, desto tiefer ist die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches. Dies deutet bereits darauf hin, dass eine stehende Welle in der Hochdruckleitung vor dem TXV für das trompetenartige Geräusch ursächlich ist. Allerdings zeigt sich eine weite Spreizung der Grundfrequenzen innerhalb einer Messreihe, vgl. Abbildung 21. Dies lässt sich damit erklären, dass sich die Schallgeschwindigkeit des Kältemittels vor dem TXV über die Versuchsdauer ändert. Während des Versuchsverlaufs steigt durch Zirkulation der Luft durch den Verflüssiger die Lufttemperatur vor dem Verflüssiger an, wodurch auch die Kondensationstemperatur des Kältemittels steigt und somit der Kältemittelzustand vor dem TXV beeinflusst wird. Mit steigender Kältemitteltemperatur sinkt die Schallgeschwindigkeit des flüssigen Kältemittels deutlich ab, siehe

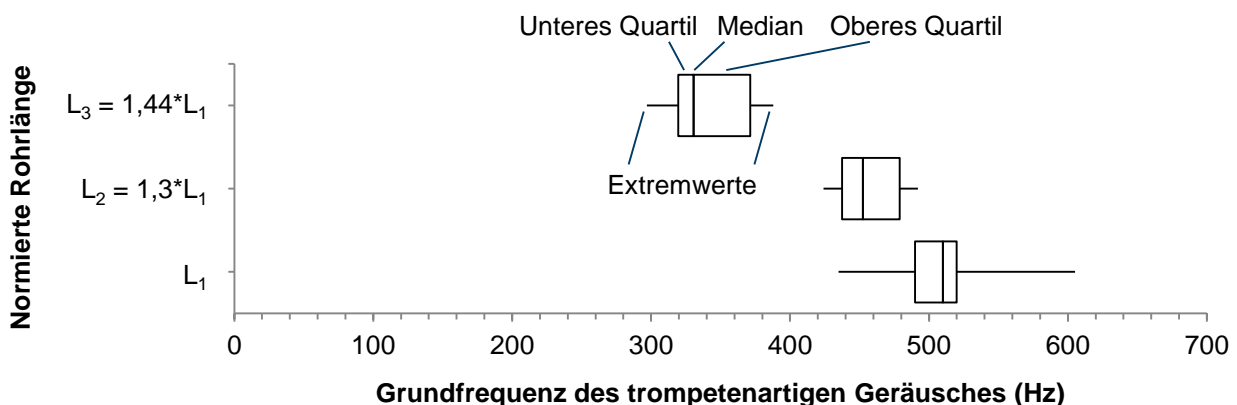


Abbildung 21: Boxplot der Grundfrequenzen des trompetenartigen Geräusches bei Variation der Rohrlänge vor dem TXV-Eintritt. Der Boxplot zeigt Median, oberes und unteres Quartil und die Extremwerte.

auch Abbildung 23. Hierdurch ergeben sich unterschiedliche Grundfrequenzen innerhalb einer Messreihe.

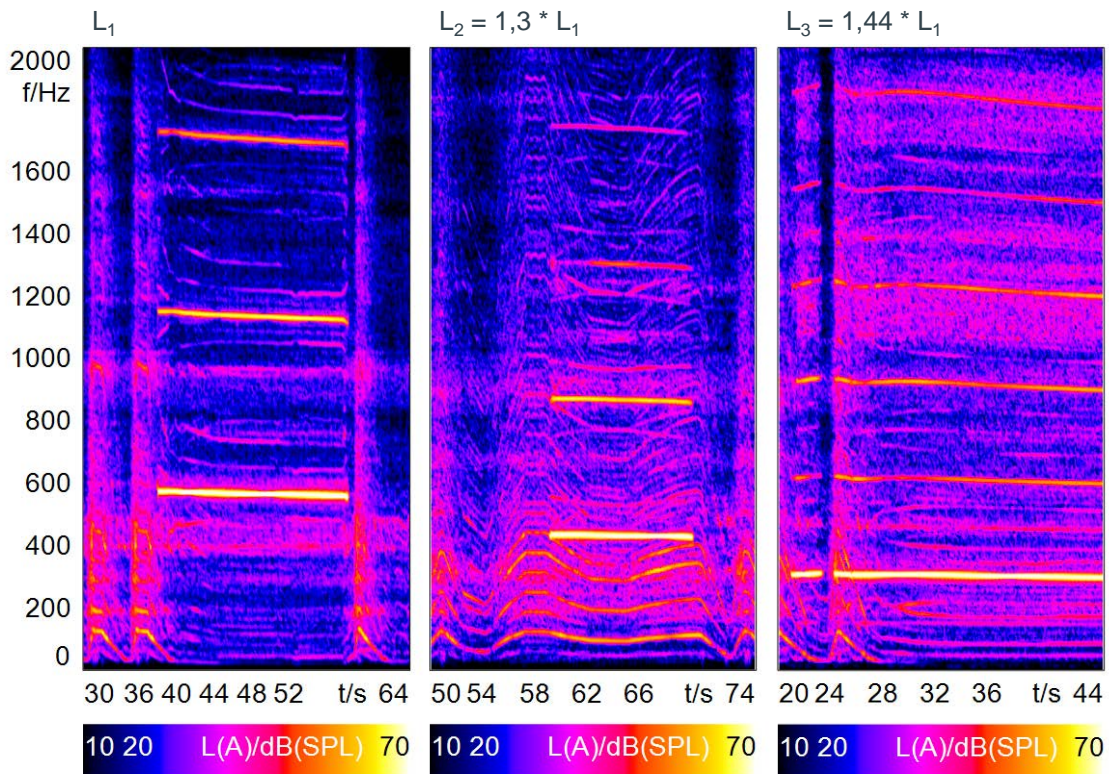


Abbildung 22: Spektrogramm des trompetenartigen Geräusches für verschiedene Rohrlängen für ähnliche Betriebsbedingungen. Je länger die Rohrleitung vor dem TXV, desto tiefer ist die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches.

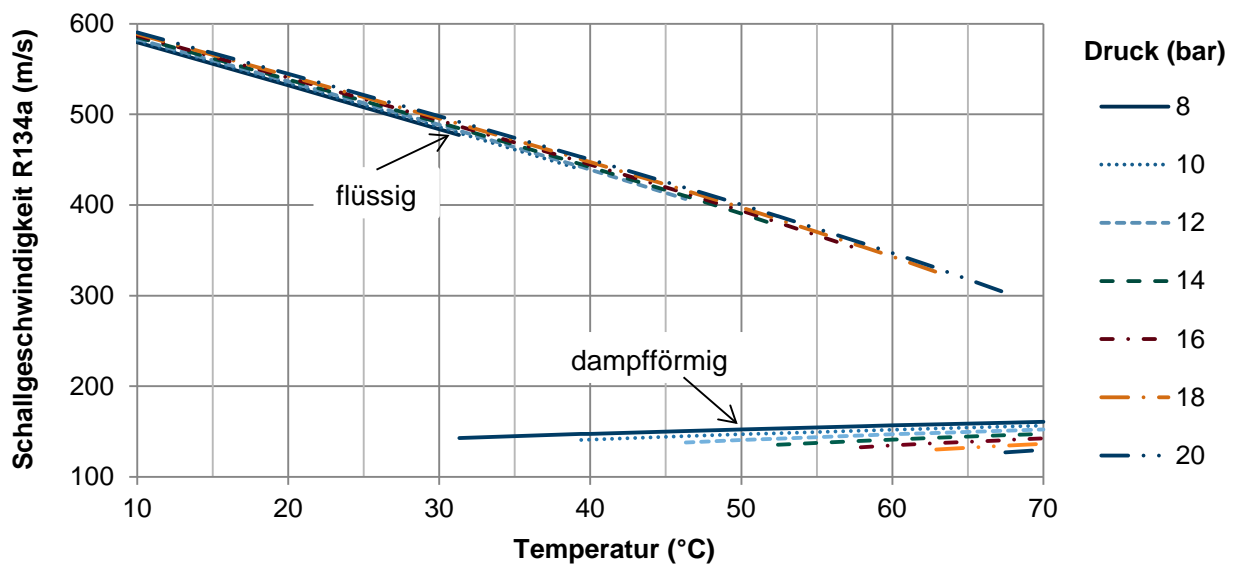


Abbildung 23: Schallgeschwindigkeit des Kältemittels R134a in Abhängigkeit von Druck und Temperatur für den einphasigen Zustand.

Zudem ist anzumerken, dass neben dem Kältemittelzustand vor dem TXV weitere, bisher noch unbekannte Randbedingungen, wie z. B. der niederdruckseitige Kältemittelzustand, der Ventilhub des TXVs oder die Kältemittelpulsationen durch den Verdichter, möglicherweise Einfluss auf ein Auftreten des Geräusches haben können. Diese Randbedingungen sind bedingt durch die Versuchsdurchführung nach Kapitel 4.1.1 und die interne Regelung des TXVs und des Verdichters nicht eindeutig reproduzierbar. Ihr Einfluss, ob ein Geräusch auftritt oder nicht, ist noch unbekannt und wird in der vorliegenden Auswertung nicht erfasst. Weiterhin tritt das trompetenartige Geräusch teilweise mehrfach in kurzen Abständen nacheinander bei ähnlicher Frequenz auf, teilweise tritt es einmalig über einen längeren Zeitraum bei veränderlicher Grundfrequenz auf. Die Dauer des Geräusches und die veränderliche Frequenz sind in Abbildung 21 nicht berücksichtigt. Hierdurch verschiebt sich der Median der Grundfrequenzen einer Messreihe.

Der starke Einfluss der Schallgeschwindigkeit des Kältemittels vor dem TXV auf die Grundfrequenz, der nicht eindeutig reproduzierbare Versuchsverlauf sowie der Einfluss weiterer Randbedingungen auf ein Auftreten des Geräusches führen zu einer Abweichung des Verhältnisses der Medianwerte der Grundfrequenz je Leitungslänge

$$\frac{f_{med,Messreihe\ 1}}{f_{med,Messreihe\ 2}} = \frac{510\ Hz}{453\ Hz} = 1,13; \quad \frac{f_{med,Messreihe\ 1}}{f_{med,Messreihe\ 3}} = \frac{510\ Hz}{331\ Hz} = 1,54 \quad (51)$$

und dem Verhältnis der Rohrlängen

$$\frac{L_2}{L_1} = 1,3; \quad \frac{L_3}{L_1} = 1,44 \quad (52)$$

voneinander. Die Variation der Rohrleitungslänge vor dem TXV zeigt somit die Tendenz auf, dass je länger die Rohrlänge ist, desto tiefer ist die Grundfrequenz. Die These der stehenden Welle in der Hochdruckleitung vor dem TXV wird somit gestützt. Ein eindeutiger Beweis kann jedoch nicht erbracht werden. Der nachfolgende Versuch soll daher dazu dienen, die These der stehenden Welle eindeutig nachzuweisen.

4.3.2 Messung der dynamischen Drücke in der Hochdruckleitung vor dem TXV

Der Versuchsaufbau nach Kapitel 4.1.1 wird um weitere Messstellen ergänzt. In der Flüssigkeitsleitung vor dem TXV werden drei dynamische Drucksensoren (Fa. PCB, Modell S112A21 und S111A24, Abtastrate 12.000 Hz) wandbündig, wie in Abbildung 24 dargestellt, eingebaut. Durch den wandbündigen Einbau soll die Rückwirkung der Sensoren auf die Kältemittelströmung und Ausbreitung der Druckpulsationen gering gehalten werden. Der Versuch wird analog zu Kapitel 4.1.1. durchgeführt.

Für die Auswertung wird der Zeitverlauf der dynamischen Drücke vor dem TXV betrachtet. Dieser ist für eine Messung, in der ein trompetenartiges Geräusch auftritt, in Abbildung 25 a beispielhaft dargestellt. Das trompetenartige Geräusch tritt in dieser Messung mehrfach auf, wie sich auch aus dem Spektrogramm in Teil b der Abbildung erkennen lässt.

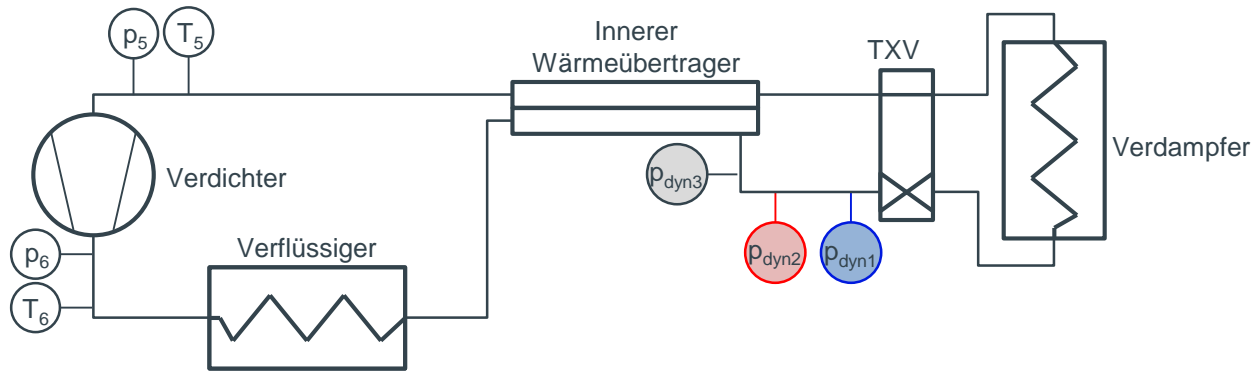


Abbildung 24: Schematische Darstellung der dynamischen Druckaufnehmer in der Flüssigkeitsleitung vor dem TXV.

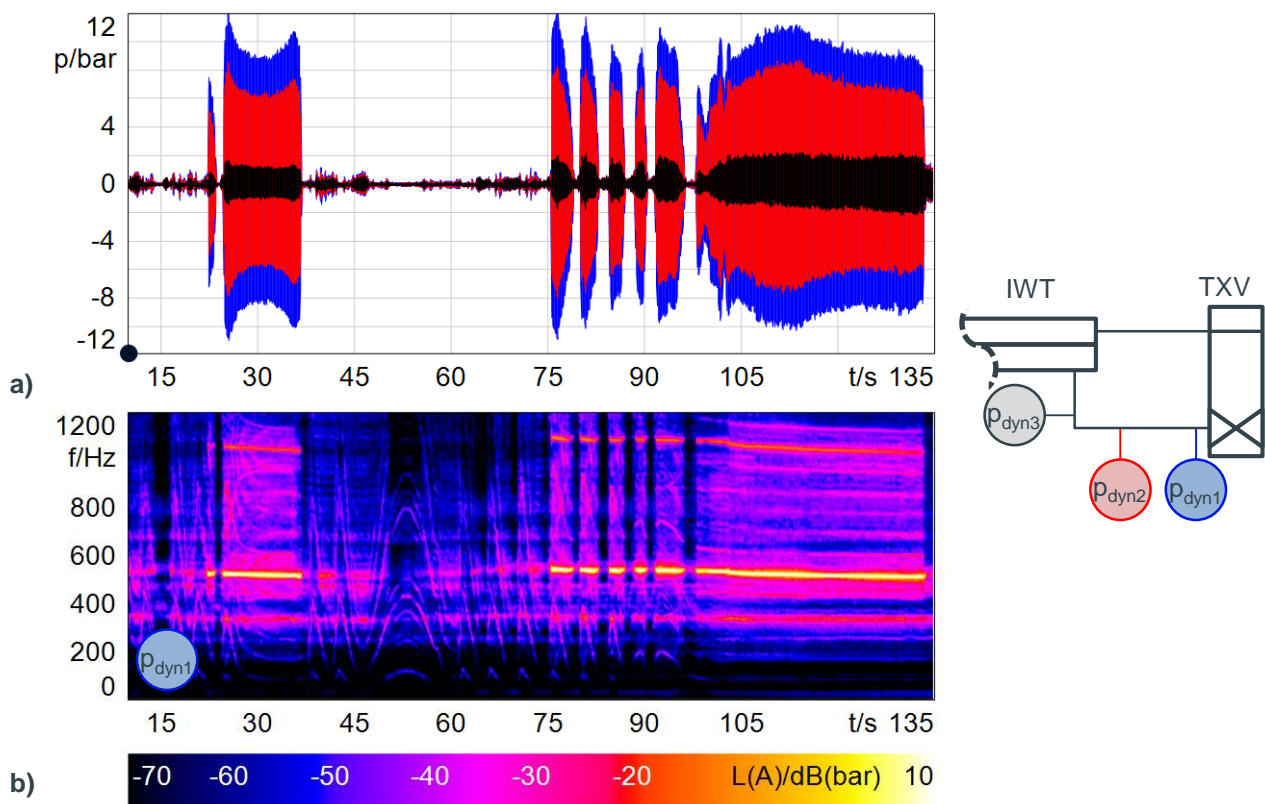


Abbildung 25: a) Zeitlicher Verlauf der Druckpulsation in der Hochdruckleitung vor dem TXV und b) Spektrogramm der Druckpulsation vor Eintritt in das TXV.

Abbildung 25 zeigt, dass die Druckpulsationen in der Hochdruckleitung vor dem TXV an allen drei Sensorpositionen schlagartig zunehmen, wenn das trompetenartige Geräusch auftritt. Allerdings ist die maximale Amplitude der Druckpulsationen je nach Sensorposition entlang des Rohres umso größer, je näher sich der jeweilige Sensor zum TXV-Eintritt befindet. Eine zeitlich höhere Auflösung des Druckverlaufs zu Beginn des trompetenartigen Geräusches ist in Abbildung 26 dargestellt. Hier sieht man deutlich, dass vor Auftreten des Geräusches die Druckamplituden aller Sensoren in etwa gleich sind. Sobald die Druckpulsation zu steigen beginnt, unterscheiden sich die Amplituden je nach Sensorposition. Die Druckpulsationen steigen bis sie ihre Maxima erreichen.

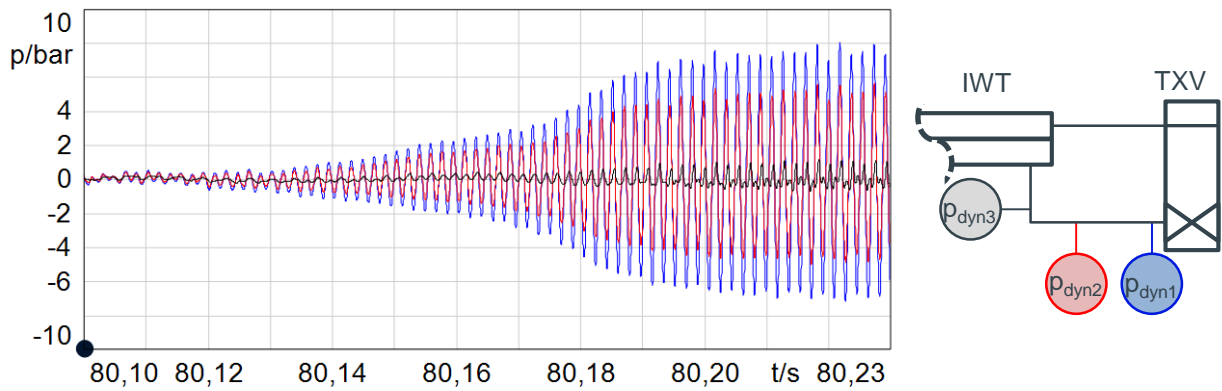


Abbildung 26: Vergrößerter Ausschnitt des Druckpulsationsverlaufs über der Zeit in der Hochdruckleitung vor dem TXV zu Beginn des trompetenartigen Geräusches.

Die Druckpulsation des Kältemittels gemessen durch den Sensor direkt vor dem TXV (blau) ist am größten, kurz vor dem Übergang zum IWT (schwarz) ist sie am geringsten. Die Druckpulsationen an den drei Messstellen sind nahezu in Phase.

Um Druckknoten und Bäuche der stehenden Welle aufzuzeigen, wird der Druckverlauf in Abhängigkeit des Ortes ermittelt. Hierzu wird für einen Zeitabschnitt, in dem das trompetenartige Geräusch auftritt, eine gemittelte FFT (DFT-Länge: 1024) für alle drei Druckschallsignale durchgeführt. Das durch die FFT berechnete Spektrogramm ist in Abbildung 27 a gezeigt.

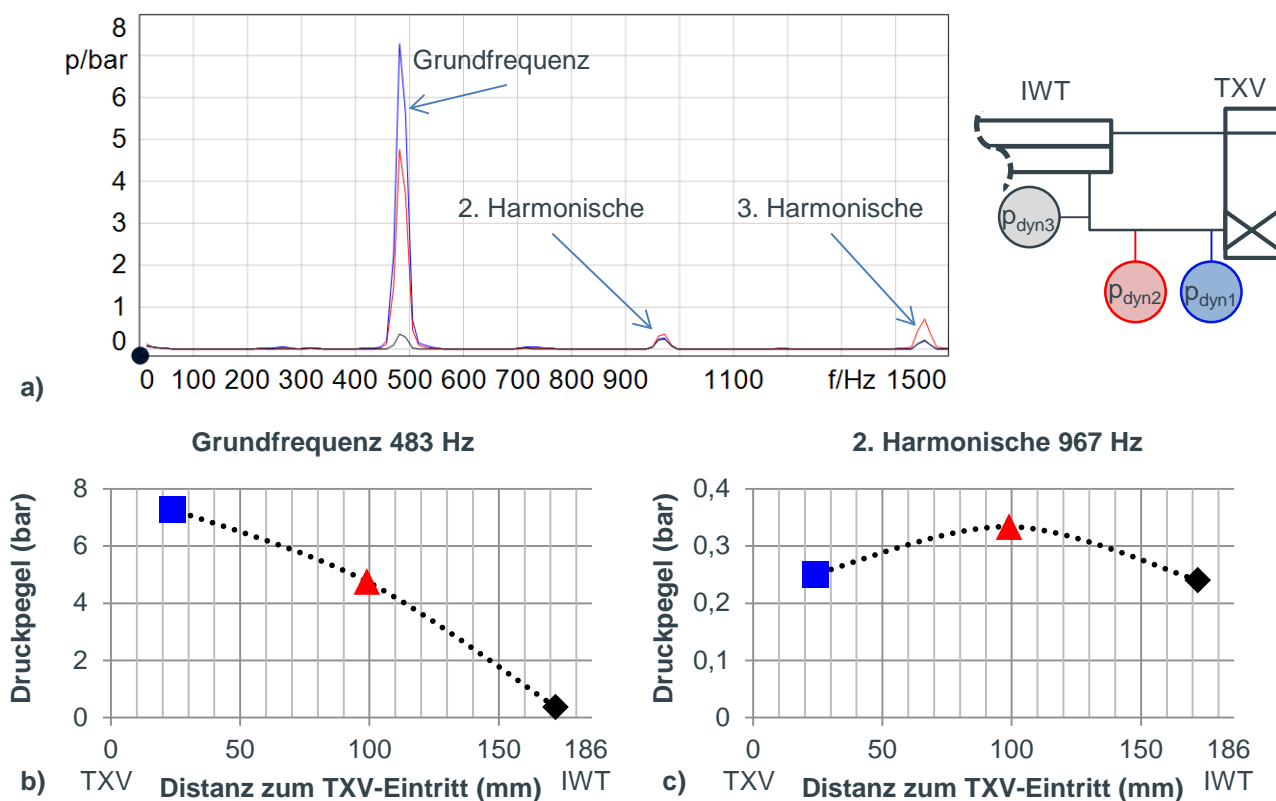


Abbildung 27: a) Spektrogramm der Druckpulsation in der Leitung vor dem TXV-Eintritt für das trompetenartige Geräusch berechnet mittels einer gemittelten FFT (DFT-Länge: 1024). Die so ermittelten Druckpegel des Schalldrucks bei der Grundfrequenz und der 2. Harmonischen sind in b) und c) über dem Ort aufgetragen.

Aus dem Spektrogramm werden die Grundfrequenz, ihre Harmonischen und die Druckpegel bei den jeweiligen Frequenzen abgelesen. Die Druckpegel aller drei Messsignale werden anschließend über dem Ort (Position der Aufnehmer entlang der Rohrleitung) für die Grundfrequenz und die 2. Harmonische aufgetragen, siehe Abbildung 27 b und c. Der Verlauf des Schallpegels über dem Ort zeigt für die Grundfrequenz den Verlauf einer stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle im Rohr. Der Druckbauch der stehenden Welle befindet sich am Eintritt des TXVs, der Druckknoten am Austritt des IWTs. Die Drosselstelle im TXV besitzt also einen positiven Reflexionsfaktor $0 < \Gamma_{\text{TXV}} < 1$, der Austritt aus dem IWT jedoch einen negativen $-1 < \Gamma_{\text{IWT,aus}} < 0$. Dies ist schlüssig, da sich nach Gleichung (21) für eine Querschnittserweiterung ein negativer Reflexionsfaktor ergibt, für eine Querschnittsverengung hingegen ein positiver. Die 2. Harmonische zeigt eine stehende $\frac{1}{2}$ -Welle, welche am TXV-Eintritt und am IWT-Austritt Druckknoten aufweist und mittig im Rohr einen Druckbauch.

Das Auftreten einer stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle in der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt lässt sich bei einem Großteil der Messungen beobachten. Allerdings weisen einige wenige Messungen eine Besonderheit auf: einen sprunghaften Frequenzwechsel der Grundfrequenz. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in Abbildung 28 dargestellt. Teil a der Abbildung zeigt das Spektrogramm des Luftschallsignals aus dem Fahrzeuginnenraum. Es treten zunächst trompetenartige Geräusche mit Grundfrequenzen von 375 bzw. 360 Hz auf. Zum Zeitpunkt $t = 27,5$ s wechselt die Grundfrequenz jedoch schlagartig von 360 auf 530 Hz. Der Zeitverlauf der Kältemittelpulsation in der Hochdruckleitung vor dem TXV zeigt, siehe Teil b der Abbildung 28, dass die Druckpulsation gemessen kurz nach dem IWT (schwarz) für das niederfrequenter trompetenartige Geräusch deutlich größer als für die trompetenartigen Geräusche höherer Frequenz ist. Zum Zeitpunkt des Frequenzwechsels $t = 27,5$ s reduziert sich die Pulsation am Sensor kurz nach dem IWT deutlich.

Trägt man den Schalldruckpegel der Grundfrequenz nach Durchführung einer gemittelten FFT wie auch zuvor über dem Ort auf, wie in Abbildung 29 dargestellt, ergibt sich für die höhere Frequenz von 530 Hz eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle. Für das trompetenartige Geräusch mit der Grundfrequenz 375 Hz ergibt sich hingegen ein anderer Verlauf. Der Druckverlauf über dem Ort entspricht dem einer stehenden $\frac{1}{2}$ -Welle, welche anstatt am Austritt des IWTs am Eintritt des IWTs reflektiert wird. Zur besseren Veranschaulichung sind in Abbildung 29 neben den aus den Messdaten ermittelten Effektivwerten des Schalldrucks auch ideale Sinusschwingungen mit $\frac{1}{2}$ - und $\frac{1}{4}$ -Wellenlänge dargestellt. Es ist zu berücksichtigen, dass real jedoch ein anderer Druckverlauf über dem Ort vorherrschen wird, da die Schallgeschwindigkeit des Kältemittels entlang des IWTs aufgrund des Wärmeübergangs veränderlich ist. Der hochdruckseitige Eintritt in den IWT stellt ebenso wie der Austritt aus dem IWT, aufgrund der Querschnittsänderung der Leitung, einen akustischen Impedanzsprung dar. Im Gegensatz zum Austritt besitzt dieser jedoch einen positiven Reflexionsfaktor $0 < \Gamma_{\text{IWT,ein}} < 1$, da sich der Leitungsquerschnitt am IWT-Eintritt aus Sicht der Schallwelle mit Ausbreitungsrichtung entgegen der Strömung verringert. Hierdurch ergibt sich am Eintritt in den IWT ein Druckbauch anstelle eines Druckknotens am IWT-Austritt, siehe Abbildung 29. Die rechnerische Überprüfung mit Gleichung (50) der tieferen Grundfrequenz mit der Gesamtlänge der Leitung vor dem TXV bis IWT-Eintritt bestätigt die These der stehenden $\frac{1}{2}$ -Welle.

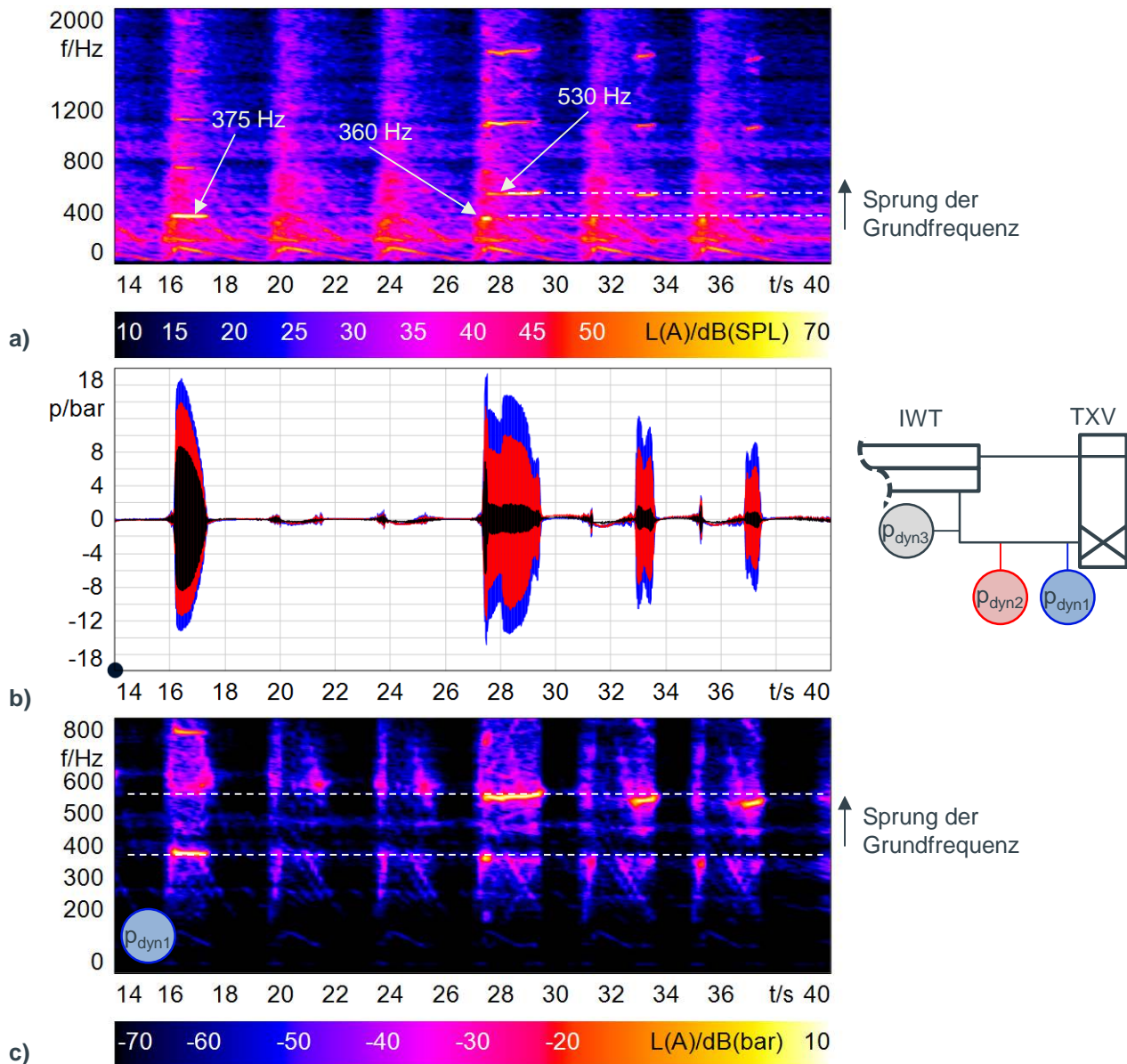


Abbildung 28: a) Spektrogramm über Zeit des Luftschallsignals aus dem Innenraum, b) Zeitsignal der Druckpulsation im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt, c) Spektrogramm über Zeit der Druckpulsation direkt vor dem TXV-Eintritt (Sensor blau).

Betrachtet man das Spektrogramm der Kältemittelpulsation kurz vor Eintritt in das TXV, siehe Abbildung 28 c, sieht man auch in Zeitpunkten in denen kein trompetenartiges Geräusch auftritt die Resonanzfrequenz der $\frac{1}{2}$ - und der $\frac{1}{4}$ -Welle mit erhöhtem Pegel. Dies ist auch in den anderen Messungen erkennbar, siehe auch Abbildung 19 c. Beide Resonanzen weisen einen überhöhten Schallpegel auf, die stehende Welle ist also bereits ausgeprägt, allerdings mit geringeren Druckamplituden als beim trompetenartigen Geräusch. Damit das trompetenartige Geräusch auftritt, ist somit eine weitere Anregung erforderlich.

Grund für die Ausbildung einer stehenden $\frac{1}{2}$ -Welle anstatt einer $\frac{1}{4}$ -Welle kann die Einbringung der Drucksensoren in der Hochdruckleitung sein. Diese stellen eine kleine Störung der Strömung dar. Je länger die Wellenlänge, desto kleiner ist die Störung im Vergleich zur Wellenlänge und desto

geringer ihr Einfluss. So wird die Ausbildung der stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle möglicherweise behindert und stattdessen bildet sich eine stehende $\frac{1}{2}$ -Welle aus, welche am Eintritt in den IWT reflektiert wird. Möglicherweise ist die Anregungspulsation durch den Verdichter der $\frac{1}{2}$ -Welle auch größer als der stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle, sodass sich diese in einigen Fällen eher ausbildet.

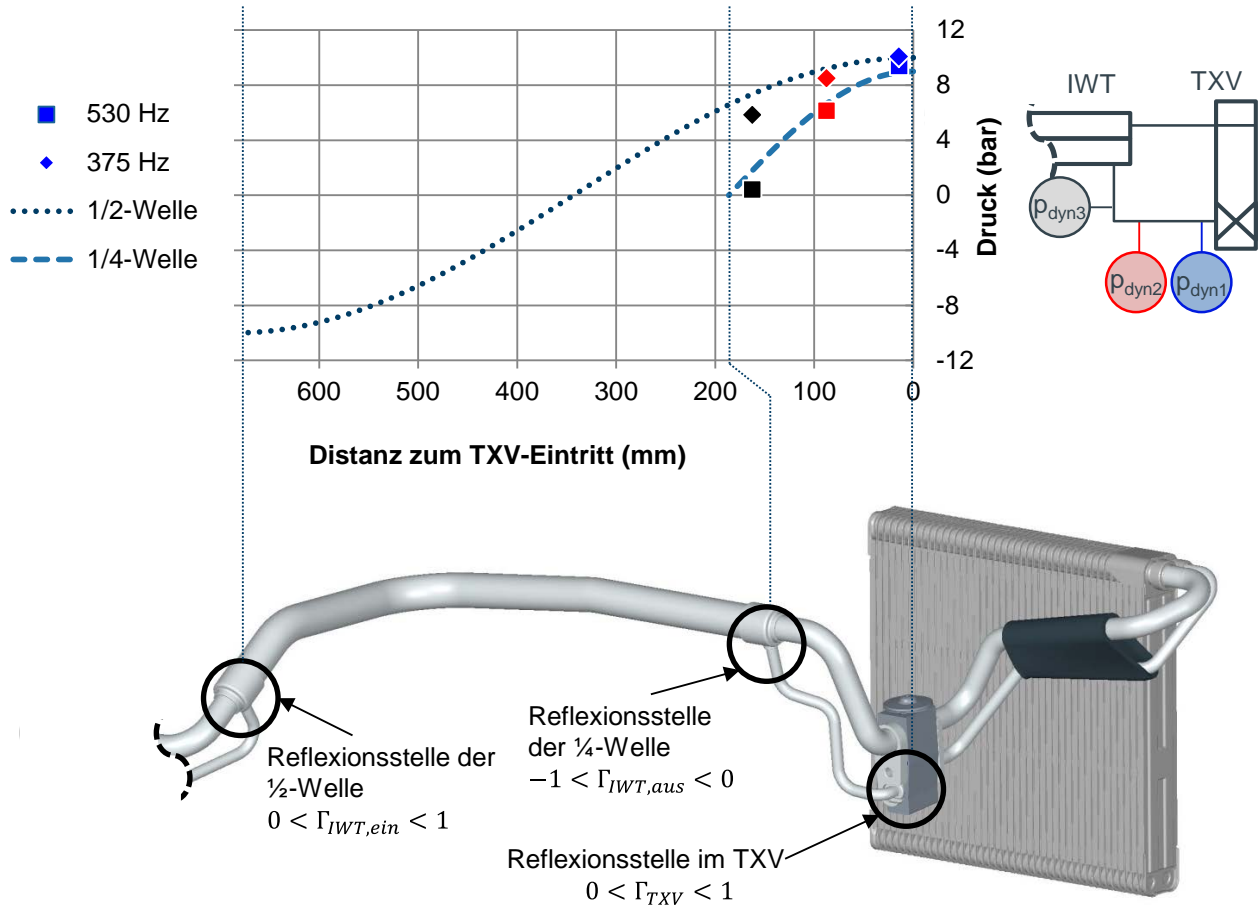


Abbildung 29: Schalldruck (Effektivwert nach gemittelter FFT) in Abhängigkeit des Ortes und Reflexionsstellen am Ein- und Austritt des IWT.

4.4 Fazit

Es wurde experimentell der Nachweis erbracht, dass die Ursache des trompetenartigen Geräusches eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle (longitudinale Mode) in der Hochdruckleitung vor dem TXV ist, deren Frequenz die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches darstellt. Die Harmonischen des trompetenartigen Geräusches sind ganzzahlige Vielfache der stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle, also stehende Wellen mit $\frac{1}{2}$ -, $\frac{3}{4}$ -, ... Wellenlänge. Reflexionsstellen der Schallwelle im Kältemittel sind die Drosselstelle im TXV und der Austritt aus dem IWT in die Hochdruckleitung zum TXV. Der Druckbauch der stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle befindet sich an der Drosselstelle vor dem TXV. Der Druckknoten befindet sich am Austritt aus dem IWT in die Hochdruckleitung.

Weiterhin wurde beobachtet, dass sich in einigen Fällen eine stehende $\frac{1}{2}$ -Welle und deren Harmonische ausbilden, bei der die Reflexionsstellen die Drosselstelle am TXV sowie der Querschnittssprung am Eintritt in den Inneren Wärmeübertrager sind. Als mögliche Reflexionsstellen und Ausbildungsmöglichkeiten für eine stehende Welle sind damit jegliche Arten von Impedanzsprüngen aufgrund von Querschnittssprüngen in Betracht zu ziehen.

Die Messung der Druckpulsationen entlang der Hochdruckleitung vor Eintritt in das TXV hat gezeigt, dass die Resonanzen der $\frac{1}{4}$ - und der $\frac{1}{2}$ -Welle auch zu Zeitpunkten, in denen kein trompetenartiges Geräusch auftrat, ausprägt waren und gegenüber tieferen und höheren Frequenzen einen erhöhten Schallpegel aufwiesen. Sobald das trompetenartige Geräusch auftritt, steigt der Schallpegel jedoch deutlich an, was vermuten lässt, dass eine weitere Anregung erforderlich ist, damit das trompetenartige Geräusch auftritt. Wie diese zustande kommt und wie sich derart hohe Druckamplituden ausbilden können, soll im nachfolgenden Kapitel diskutiert und eine These zum Anregungsmechanismus des trompetenartigen Geräusches entwickelt werden.

5 Entstehung des trompetenartigen Geräusches durch Schwingungen des Ventilmechanismus

In diesem Kapitel wird die These aufgestellt, dass das trompetenartige Geräusch durch einen Druckstoß bedingt durch die Schwingung des Ventilmechanismus ausgelöst wird. Zum besseren Verständnis wird daher kurz erläutert, wie ein Druckstoß infolge eines schlagartigen Ventilverschlusses zustande kommt. Anschließend wird im Detail eine These zur Entstehung des trompetenartigen Geräusches aufgestellt. Zur weiteren Validierung der These wird zum einen experimentell untersucht, über welchen Anregungspfad der Ventilmechanismus in Schwingung versetzt wird und zum anderen, welche Kältemittelzustände zu Beginn des trompetenartigen Geräusches auftreten.

5.1 Zu Druckstößen durch Ventilverschluss

Publikationen zu Druckstößen bedingt durch das Expansionsorgan in PKW-Klimatisierungsanlagen bzw. Klimatisierungsanlagen im Allgemeinen liegen der Autorin zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit nicht vor. Aus dem Bereich der Wasserwirtschaft, Verfahrens- und Kraftwerkstechnik ist die Problematik des Druckstoßes beim Schließen von Ventilen jedoch hinreichend bekannt (Rautenberg et al. 2014, S. 107–112; Erath et al. 1999; Giesecke und Mosonyi 2005, S. 214–232). Insbesondere bei Anlagen mit großen Leitungslängen kann es selbst bei langen Schließzeiten zu erheblichen Schäden durch Druckstöße kommen, z. B. bei Wasserleitungen, Dampfleitungen in Kraftwerken oder Gaspipelines. Druckstöße durch schlagartigen Ventilverschluss, An-/Abschaltvorgänge oder Ausfall von Pumpen werden in der Literatur häufig auch als Wasserschläge (engl.: *water hammer*) bezeichnet. Druckstöße können von starken akustischen Störungen bis hin zu erheblichen Schäden durch die vollständige Kollabierung von Rohrleitungen führen.

Als Druckstoß wird das nachfolgend beschriebene und in Abbildung 30 schematisch dargestellte Phänomen bezeichnet. Dargestellt ist ein großer Behälter, aus dem über eine Rohrleitung mit der Länge L ein Fluid ausströmt. Am Ende der Rohrleitung befindet sich ein Ventil. Zum Zeitpunkt $t = 0$ ist das Ventil geöffnet. Anschließend wird das Ventil mit einer Schließzeit t_s vollständig geschlossen. Durch den Ventilverschluss kommt es zu einer Verzögerung des in Bewegung befindlichen Fluids vor dem Ventil und aufgrund der Massenträgheit des Fluids zu einer Druckerhöhung um $+\Delta p$. Die Überdruckwelle breitet sich entgegen der Strömungsrichtung mit der Schallgeschwindigkeit c aus. Zum Zeitpunkt $t = L/c$ erreicht die Überdruckwelle den Übergang zum Behälter, welcher einen Sprung in der akustischen Impedanz darstellt, und wird dort reflektiert. Da es sich um eine Querschnittserweiterung handelt, erfolgt die Reflexion mit negativem Reflexionsfaktor. Handelt es sich um einen Übergang zum offenen Behälter, findet eine negative Totalreflexion statt. Die Druckwelle läuft als Unterdruckwelle zurück zum Ventil und entlastet die Rohrleitung.

Am Ventil wird die Welle wieder reflektiert, sie behält ihr negatives Vorzeichen. Die Zeit, die die Druckwelle vom Ventil zur Reflexionsstelle und zurück benötigt, wird als Reflexionszeit

$$t_R = \frac{2L}{c} \quad (53)$$

bezeichnet (Giesecke und Mosonyi 2005, 219f.).

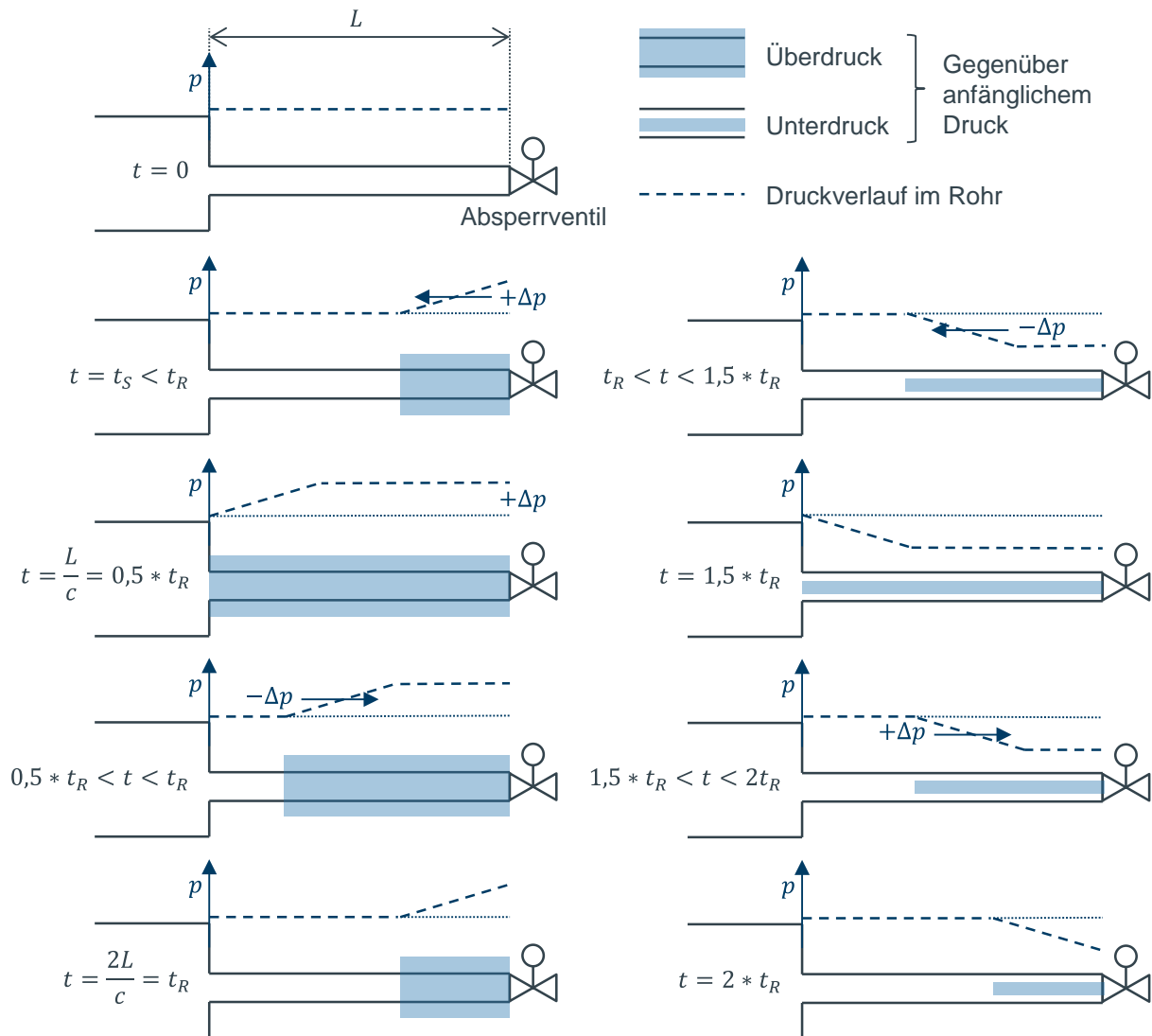


Abbildung 30: Zeitlicher Verlauf eines Druckstoßes ausgelöst durch einen Ventilverschluss mit Schließzeit t_S im Zeitraum $0 < t < t_S$. Der Druckstoß breitet sich als Druckwelle in der Rohrleitung aus und wird am Übergang zum Behälter reflektiert. Die Reflexionszeit t_R ist die Zeit, die die Druckwelle braucht um vom Ventil zum Behälter und zurück zu laufen. Am verschlossenen Ventil wird die Druckwelle reflektiert (Abbildung in Anlehnung an den Joukowsky-Druckstoß nach Giesecke und Mosonyi 2005, S. 220).

Die Abbildung 30 ist gültig für eine Schließzeit $t_S < 0,5 * t_R$. Der Einfluss der Schließzeit und die Größe des Druckstoßes Δp wird detaillierter in Kapitel 6 erläutert werden. Am verschlossenen Ventil wird die Druckwelle mit positivem Faktor reflektiert, sodass das negative Vorzeichen erhalten bleibt und die Welle als Unterdruckwelle zum Behälter zurück läuft. Am Übergang zum

Behälter findet entsprechend wieder eine Reflexion mit Vorzeichenwechsel statt. Die Welle läuft zum Ventil zurück und entlastet die Rohrleitung. Im idealen System ohne Reibungsverluste und mit Totalreflexion wird die Welle bei gleich bleibender Druckamplitude Δp (für den Fall der vollständigen Reflexion) fortlaufend reflektiert, im realen System klingt ihre Druckamplitude zunehmend aufgrund von Reibung und einer nicht totalen Reflexion ab. (Rautenberg et al. 2014, S. 107–112; Giesecke und Mosonyi 2005, S. 214–222)

5.2 Entwicklung einer eigenen These zur Geräuscentstehung

Es wird davon ausgegangen, dass das trompetenartige Geräusch durch verschiedene physikalische Ereignisse verursacht wird. Diese werden nachfolgend erläutert.

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass das trompetenartige Geräusch dadurch ausgelöst wird, dass eine höhere Verdichterordnung der Kältemittelpulsationen die Resonanzfrequenz der stehenden $\frac{1}{4}$ -Welle, auch longitudinale Mode genannt, in der Flüssigkeitsleitung vor dem TXV durchläuft. Die Verdichterpulsationen breiten sich durch das Kältemittel sowohl von der Hochdruck- als auch von der Niederdruckseite des Verdichters mit bzw. entgegen der Strömungsrichtung bis zum TXV aus. Es wird angenommen, dass die Pulsationen am TXV als pulsierende Druckkräfte auf den Ventilmechanismus wirken, wie in Abbildung 31 dargestellt.

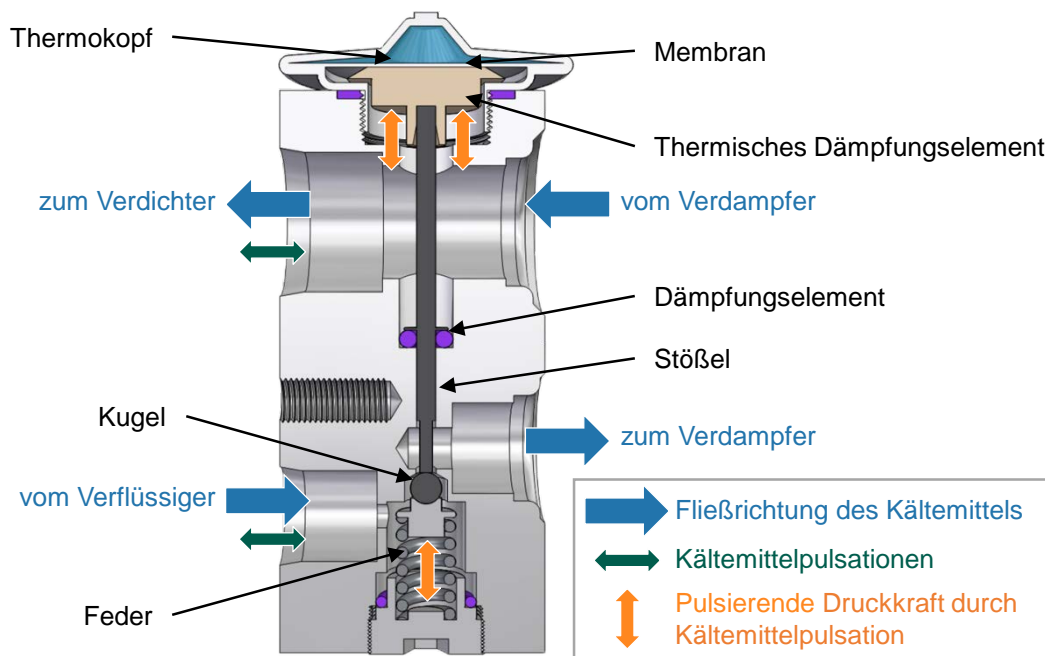


Abbildung 31: Schnittansicht eines TXVs mit angreifenden Kräften durch Kältemittelpulsation.

Die hochdruckseitige Pulsation wirkt dabei auf die Ventilkugel, die niederdruckseitige Pulsation auf den Thermokopf und die Membran des Ventils. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass wenn die resultierende Druckkraft größer ist als die am Verstellmechanismus angreifenden Haftkräfte, dies zu

einer Schwingung des Ventilmechanismus aus Kugel, Stößel, Dämpfungselement, thermischem Dämpfungselement und Thermokopfmembran führt. Diese Schwingung ist nur sehr klein und abhängig vom Übertragungsverhalten und der Dämpfung von Ventilmechanismus und Thermokopf. Durch die Schwingung des Ventilmechanismus wird der Öffnungsquerschnitt des Ventils verringert bzw. vergrößert und es kommt zu einem Druckstoß im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt. Verringert sich der Öffnungsquerschnitt, wird die Strömung auf der Hochdruckseite verzögert, wodurch sich der Druck aufgrund der Trägheit des Fluids um $+\Delta p$ erhöht. Vergrößert sich der Öffnungsquerschnitt, sinkt der Druck um $-\Delta p$. Es wird angenommen, dass sich die Druckwelle entgegen der Strömungsrichtung in der Hochdruckleitung mit Schallgeschwindigkeit fortsetzt. Die Schallgeschwindigkeit im elastischen Rohr ist dabei geringer als die im unendlichen Medium und hängt von den Rohreigenschaften ab, siehe Gleichung (19). Die Druckwelle wird an einem Impedanzsprung, hier dem Austritt aus dem IWT reflektiert. Die Reflexion erfolgt mit einem negativen Reflexionsfaktor aufgrund der Querschnittserweiterung. Die Druckwelle läuft zurück zum TXV und wird dort mit einem positiven Faktor reflektiert. Nimmt man eine einzelne Schließ- bzw. Öffnungsbewegung des Ventilmechanismus an, läuft die Druckwelle zwischen dem TXV und dem Austritt aus dem IWT fortlaufend hin und her und klingt aufgrund von Reibungsverlusten und einer nicht totalen Reflexion mit der Zeit ab.

Im Fall des thermostatischen Expansionsventils wird jedoch davon ausgegangen, dass das Ventil aufgrund der pulsierenden Anregung nicht einmalig schließt sondern periodisch schwingt. Dies hat zur Folge, dass sich der reflektierte Druckstoß und die Ventilbewegung überlagern. Sind die Frequenz der Anregung bzw. der Ventilschwingung und die Frequenz der reflektierten Druckwelle, welche der Eigenfrequenz der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt entspricht, gleich, kommt es je nach Phasenlage somit zur konstruktiven oder destruktiven Interferenz zwischen der ersten Druckwelle und weiteren aus der Bewegung des Ventilmechanismus resultierenden Druckwellen. Hinzu kommt, dass der reflektierte Druckstoß, ebenso wie die Anregungspulsation des Kältemittels bedingt durch den Verdichter, eine Druckkraft auf den Ventilmechanismus bzw. die Ventilkugel auswirkt. Die Druckkraft der anregenden Kältemittelpulsation durch den Verdichter und die Kraft durch den reflektierten Druckstoß addieren sich. Wenn beide Kräfte die gleiche Frequenz besitzen und zudem in Phase sind, bewirken sie damit einen größeren Schwingweg. Das Ventil öffnet bzw. schließt somit ein wenig weiter als die anfängliche Bewegung. Hierdurch wiederum wird das Kältemittel vor dem TXV stärker verzögert bzw. beschleunigt und der Betrag des resultierenden Druckstoßes erhöht sich. Diese Druckwelle addiert sich zudem zu der zuvor reflektierten Welle, es kommt zur konstruktiven Interferenz. Die resultierende Druckwelle wird wiederum am Austritt des IWTs reflektiert und erhöht die Kraft auf die Kugel damit weiter, der Druckstoß erhöht sich somit. Es wird angenommen, dass das System sich aufschauelt, wobei der Ventilschwingweg und der resultierende Druckstoß zunehmen. Die Druckamplitude vor dem TXV schwillt an und das trompetenartige Geräusch tritt auf analog der Beobachtung in der vorherigen Untersuchung, siehe Abbildung 26.

Umgekehrt bedeutet dies jedoch auch, dass wenn die anregende Kältemittelpulsation bzw. der reflektierte Druckstoß und die Schwingung der Ventilkugel zwar die gleiche Frequenz haben, allerdings nicht in Phase sind bzw. sogar phasenversetzt sind, es zur destruktiven Interferenz kommt. Die anregende Kältemittelpulsation und die resultierenden Druckstöße löschen sich gegenseitig aus. Es tritt kein trompetenartiges Geräusch auf. Die Phasenlage zwischen der Anregung und der Ventilschwingung wird dabei durch das Übertragungsverhalten der an der Schwingung beteiligten Bauteile des TXVs, d. h. den Ventilmechanismus und den Thermokopf, bestimmt.

Der Phasengang zwischen der Anregung und der Ventilschwingung ist frequenzabhängig. Daher wird vermutet, dass das trompetenartige Geräusch nur bei bestimmten Frequenzen auftreten kann, bei denen die anregende Kältemittelpulsation und die Ventilschwingung in Phase sind. Neben dem frequenzabhängigen Übertragungsverhalten des TXVs hat dabei auch die Eigenfrequenz der stehenden Welle in der Rohrleitung vor dem TXV einen Einfluss auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches. Je nach Schallgeschwindigkeit des Kältemittels in der Rohrleitung vor dem TXV ändert sich die Eigenfrequenz der Rohrleitung. Es wird daher die These aufgestellt, dass es eine Wechselwirkung zwischen dem dynamischen Übertragungsverhalten des TXVs und der Eigenfrequenz der Rohrleitung gibt. Wie genau sich diese verhält, soll in Kapitel 7 theoretisch hergeleitet werden.

Zusammenfassend wird somit die These aufgestellt, dass das Auftreten des trompetenartigen Geräusches die Folge einer Wechselwirkung zwischen pulsierenden Druckstößen resultierend durch Schwingungen der Ventilmechanik und einer longitudinalen Mode in der Leitung vor TXV ist. Ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches wird damit durch folgende bauteilabhängige Einflussfaktoren und Betriebsfaktoren beeinflusst:

- **Anregungspulsation**

- Die Kältemittelpulsationen bedingt durch den Verdichter wirken sowohl hochdruck- als auch niederdruckseitig auf den Ventilmechanismus, allerdings mit unterschiedlich großen Kräften. Welche Seite dabei eine ausreichend große Anregungspulsation für das trompetenartige Geräusch liefert, soll experimentell in Kapitel 5.3 untersucht werden.
- Die Höhe der Kältemittelpulsation ist abhängig vom Verdichter, den Betriebsbedingungen und dem Einsatz möglicher weiterer akustischer Maßnahmen. Dies wurde bereits in Kapitel 3 erläutert und wird auch in Kapitel 5.4 experimentell untersucht.

- **Größe des Druckstoßes**

- Die Größe des Druckstoßes wird durch die Stoffeigenschaften des Kältemittels hochdruckseitig vor dem TXV (betriebsabhängig) und die Amplitude der Ventilschwingung bzw. der damit verbundenen Querschnittsänderung (bauteil- und betriebsabhängig) bestimmt. Der Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustands wird in Kapitel 5.4 experimentell untersucht und in Kapitel 6 theoretisch hergeleitet. Die Amplitude der Ventilschwingung ist abhängig von der Ventildynamik und wird daher im nachfolgenden Punkt erläutert.

- **Dynamik und Übertragungsverhalten des TXVs**

- Das Übertragungsverhalten des TXVs bestimmt die Amplitude und die Phasenverschiebung der Ventilschwingung gegenüber der Anregungspulsation. Es wird durch die Ventilmechanik, den Thermokopf und die Dämpfung beeinflusst (bauteilabhängig). Der Zustand der Steuerfüllung im Thermokopf verändert sich je nach Ventilstellung und niederdruckseitigem Kältemittelzustand (betriebsabhängig). Der niederdruckseitige Kältemittelzustand wird in Kapitel 5.4 experimentell untersucht. Das dynamische Übertragungsverhalten des Ventils und der Einfluss der Steuerfüllung im Thermokopf werden in Kapitel 7 hergeleitet.

- **Rohreigenfrequenz und Frequenz der Ventilschwingung bzw. der Anregung**

- Entspricht die Anregungsfrequenz der Eigenfrequenz des Rohres (betriebsabhängig) und sind Druckstoß und Anregung in Phase (bauteil- und betriebsabhängig), kann ein trompetenartiges Geräusch auftreten. Der Einfluss des Kältemittelzustands auf die Rohreigenfrequenz in Zusammenspiel mit dem dynamischen Verhalten des TXVs mit Schwingweg und Phasenverschiebung wird in Kapitel 7 erläutert.

Die hier aufgelisteten Einflussfaktoren des trompetenartigen Geräusches werden in den nachfolgenden Kapiteln experimentell untersucht bzw. anhand theoretischer Herleitungen erläutert.

5.3 Experimentelle Untersuchung des Anregungspfades

5.3.1 Versuchsaufbau und -durchführung

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob die hochdruckseitige oder niederdruckseitige Kältemittelpulsation den Ventilmechanismus in Schwingung versetzt. Die experimentelle Untersuchung wird in zwei Schritten durchgeführt. Zunächst wird eine Ausgangsmessreihe durchgeführt, in der die Übertragung der Druckpulsation vom Verdichter zum TXV sowohl hoch- als auch niederdruckseitig gemessen wird. Dazu wird der Versuchsaufbau nach Kapitel 4.1.1 angepasst. Es werden folgende dynamische Druckaufnehmer (Fa. PCB, Modell S112A21 und S111A24, Abtastrate 12.000 Hz) wandbündig in den Kältemittelleitungen eingebaut, siehe Abbildung 32:

- vor dem Verdichtereintritt $p_{\text{dyn}5}$
- nach dem Verdichteraustritt $p_{\text{dyn}6}$
- vor dem TXV-Eintritt hochdruckseitig ($p_{\text{dyn}1}$, $p_{\text{dyn}2}$, $p_{\text{dyn}3}$)
- nach dem Verdampfer und nach der Rückführstelle des TXVs niederdruckseitig $p_{\text{dyn}4}$

Die Bezeichnung der Messstellen orientiert sich dabei an der Strömungsrichtung des Kältemittels. Die Messstelle 4 wird als Position „nach dem Verdampfer“ bezeichnet und misst den Kältemittelzustand nach der Rückführstelle des TXVs.

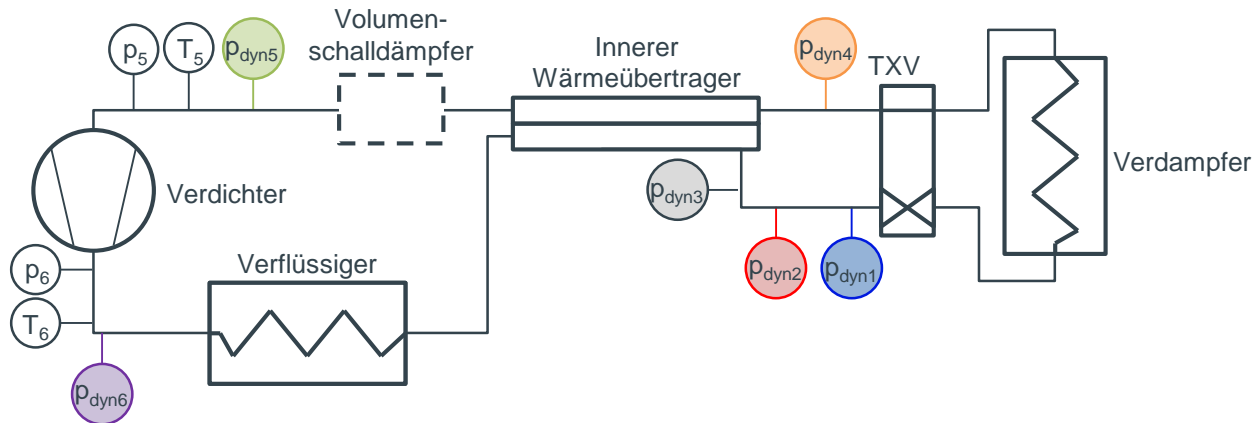


Abbildung 32: Versuchsaufbau zur Bestimmung des Anregungspfades.

In der zweiten Messreihe wird die Übertragung der niederdruckseitigen Kältemittelpulsationen durch den Einbau eines Zweikammer-Volumenschalldämpfers zwischen IWT und Verdichtereintritt gemindert. Es handelt sich dabei um einen auch in Serie in verschiedenen Pkw eingesetzten Volumenschalldämpfer. Dieser reduziert die niederdruckseitigen Kältemittelpulsationen durch den Verdichter und mindert so die Anregungspulsation auf die Membran des thermostatischen Expansionsventils. Beide Messreihen werden analog zu Kapitel 4.1.1 durchgeführt.

5.3.2 Beobachtung, Auswertung und Fazit

In der ersten Messreihe ohne den Einsatz eines Volumenschalldämpfers in der saugseitigen Kältemittelleitung konnte das trompetenartige Geräusch mehrfach erzeugt werden. Im zweiten Teil der experimentellen Untersuchung mit Volumenschalldämpfer hingegen ließ sich das trompetenartige Geräusch bis auf wenige Einzelfälle nicht mehr erzeugen. Die Einzelfälle werden abschließend diskutiert.

Zur Analyse der Übertragungspfade der Kältemittelpulsation werden zunächst die Druckpulsationen im Kältemittel für die verschiedenen Sensorpositionen mittels FFT ausgewertet. Dies ist in Abbildung 33 links für eine Messung ohne Schalldämpfer, rechts für eine Messung mit Schalldämpfer dargestellt. Teil a und b der Abbildung zeigen Spektrogramme der Druckpulsationen des Kältemittels vor und nach dem Verdichter. Anhand der Spektrogramme wird ersichtlich, dass in beiden Messungen die Drehzahl des Verdichters mehrfach schnell und einmal langsam erhöht und wieder abgesenkt wurde. Der Vergleich mit/ohne Schalldämpfer für die Sensorpositionen vor und nach dem Verdichter zeigt keine großen Unterschiede hinsichtlich des Schalldruckpegels und des Frequenzspektrums der Kältemittelpulsationen. Die Druckpulsation nach dem Verdichter ist gegenüber vor dem Verdichter deutlich erhöht. Große Unterschiede zwischen der Messung mit/ohne Schalldämpfer gibt es hingegen bei der Druckpulsation nach dem Verdampfer, kurz hinter der niederdruckseitigen Rückführstelle des TXVs, siehe Abbildung 33 c. Die Druckpulsationen der Messung mit Schalldämpfer sind oberhalb von ca. 430 Hz stark gedämpft. Dies ist durch den Volumenschalldämpfer bedingt, welcher die vom Verdichter kommenden Kältemittelpulsationen

dämpft. Die durch den Versuchsaufbau gewünschte Dämpfung der Druckpulsation im für das trompetenartige Geräusch relevanten Frequenzbereich konnte somit erreicht werden.

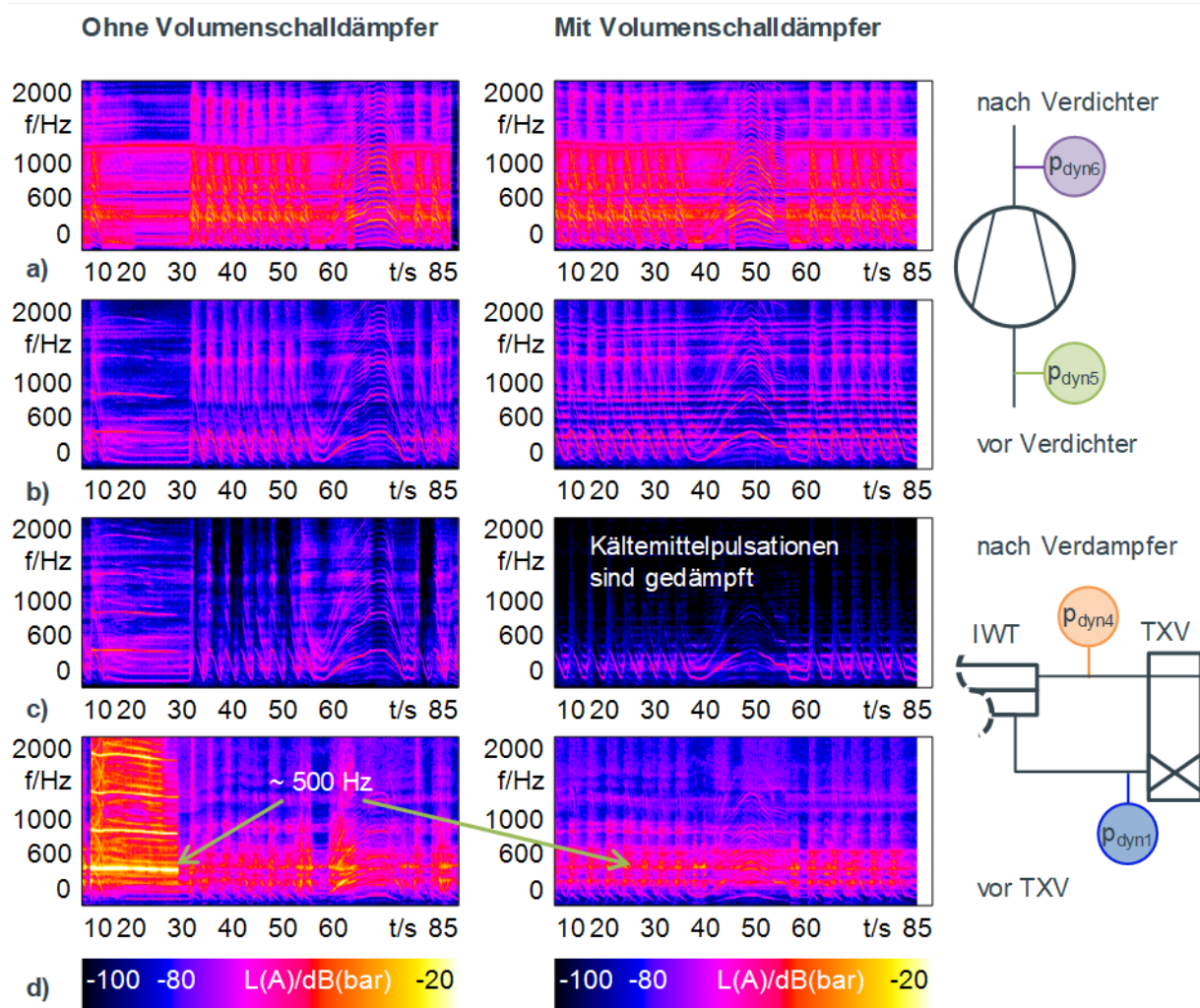


Abbildung 33: Spektrogramm über Zeit (DFT-Länge: 8192, A-bewertet) der Kältemitteldruckpulsation a) nach dem Verdichter, b) vor dem Verdichter, c) nach dem Verdampfer und d) vor dem TXV für zwei beispielhafte Messungen ohne (links) und mit (rechts) Volumenschalldämpfer. Teil c zeigt, dass die Kältemittelpulsationen durch den Einsatz des Volumenschalldämpfers im höheren Frequenzbereich stark gedämpft werden. In der Messung ohne Volumenschalldämpfer tritt das trompetenartige Geräusch auf, mit Volumenschalldämpfer tritt es hingegen nicht auf, da der Volumenschalldämpfer die auf den Thermokopf des TXVs wirkende, anregende Kältemittelpulsation reduziert hat.

Das Spektrogramm der Kältemittelpulsation direkt vor dem TXV lässt erkennen, siehe Abbildung 33 d, dass in der Messung ohne Schalldämpfer zu Beginn ein trompetenartiges Geräusch um 500 Hz auftritt. Danach weist der Frequenzbereich um 500 Hz auch weiterhin einen gegenüber den anderen Frequenzbereichen erhöhten Pegel auf, dies ist die Resonanzfrequenz der Rohrleitung vor dem TXV. Der erhöhte Pegel um 500 Hz wird auch in der Messung mit Schalldämpfer deutlich. Das Spektrogramm der Druckpulsation vor dem TXV-Eintritt ist vergrößert und für eine andere

Messung mit Volumenschalldämpfer nochmals in Abbildung 34 b dargestellt. Um 587 Hz lässt sich ein erhöhter Pegel erkennen.

Der Pegelverlauf über Zeit der dynamischen Drücke vor dem TXV (Abbildung 34 a) zeigt unterschiedliche Amplituden in Abhängigkeit der Sensorposition. Die Resonanz um 587 Hz ist somit durch eine stehende Welle vor dem TXV bedingt. Ein trompetenartiges Geräusch entsteht allerdings nicht, obwohl eine stehende Welle in der Leitung vor dem TXV vorhanden ist. Hieraus lässt sich ableiten, dass der hochdruckseitige Druckpegel im entscheidenden Frequenzbereich zwar überhört ist, d. h. eine stehende Welle vorhanden ist, diese aber nicht ausreichend groß ist, um das TXV anzuregen. Es muss also ein „Mindestpegel“ sowohl auf der Hochdruck- als auch auf der Niederdruckseite des TXVs erreicht werden, damit der TXV-Verstellmechanismus in Schwingung versetzt wird und das trompetenartige Geräusch entsteht. Auf der Niederdruckseite wird dieser „Mindestpegel“ dabei geringer sein aufgrund der größeren Fläche der Membran gegenüber der Querschnittsfläche der Ventilkugel.

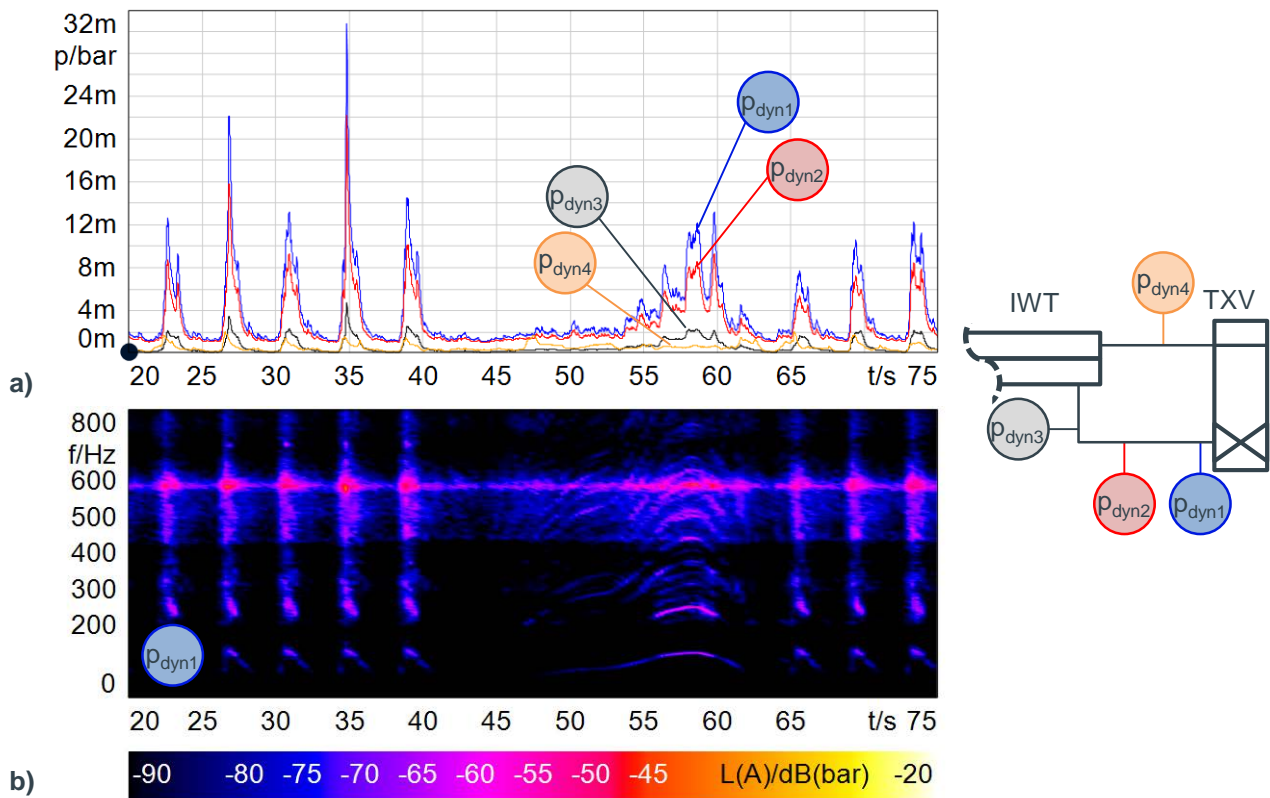


Abbildung 34: a) Pegel über Zeit (Zeitbewertung: Fast, A-bewertet) der Druckpulsation im Kältemittel vor dem TXV-Eintritt und nach dem Verdampfer bei einer Messung mit Volumenschalldämpfer und b) Spektrogramm über Zeit der Kältemittelpulsation direkt vor dem TXV-Eintritt.

Bei einigen Betriebspunkten trat trotz eingebautem Volumenschalldämpfer ein trompetenartiges Geräusch auf. Die Analyse des Frequenzspektrums des dynamischen Drucks an der Messstelle niederdruckseitig kurz nach der Rückführstelle des TXVs mittels FFT (siehe Abbildung 35) zeigt, dass trotz des Volumenschalldämpfers Anregungspulsationen im entscheidenden Frequenzbereich vorhanden sind. In der Abbildung sieht man, wie eine höhere Verdichterordnung bei etwa $t = 58$ s

die Grundfrequenz des trompetenartigen Geräusches durchläuft und das Geräusch ertönt. Der Volumenschalldämpfer hat in diesem Fall die Kältemittelpulsation nicht ausreichend gemindert. Ursächlich kann hierfür z. B. sein, dass sich im Volumenschalldämpfer flüssiges Kältemittel-Öl-Gemisch angesammelt hat, welches das Innenvolumen des Volumenschalldämpfers verringert und damit die Dämpfungsfrequenz in einen höheren Frequenzbereich verschoben und das Dämpfungsmaß reduziert hat. Bedingt durch den Kältemittelzustand ändert sich auch die Schallgeschwindigkeit des Kältemittels auf der Niederdruckseite. Auch dies beeinflusst das Dämpfungsverhalten des Schalldämpfers.

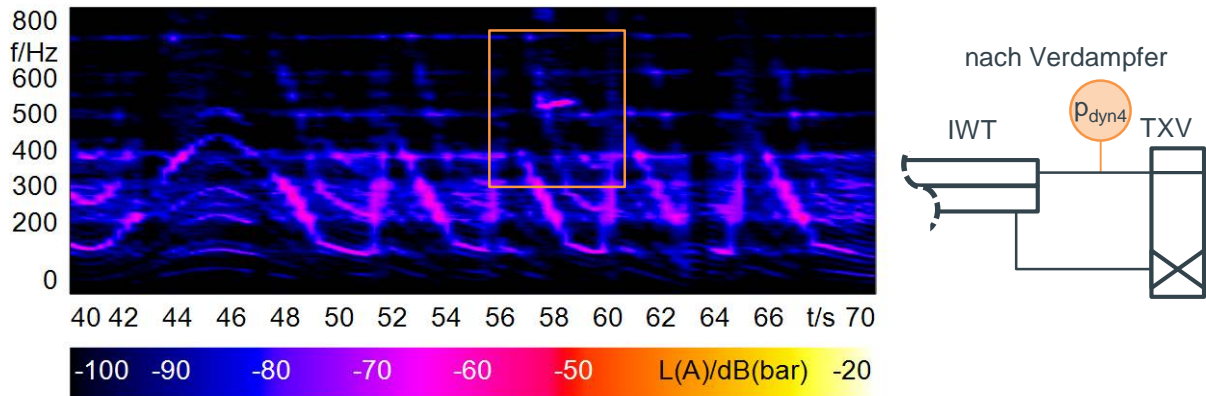


Abbildung 35: Spektrogramm der Druckpulsation im Kältemittel kurz nach der Rückführstelle des TXV in einer Messung, in der trotz Volumenschalldämpfer ein trompetenartiges Geräusch auftritt.

Als Anregungsquelle für das trompetenartige Geräusch kann für das untersuchte TXV damit die Kältemittelpulsation auf der Niederdruckseite identifiziert werden. Diese wirkt auf die Membran des Thermokopfes und versetzt das Ventil in eine pulsierende Öffnungs- und Schließbewegung. Letztlich ist aber dennoch nicht auszuschließen, dass auch hochdruckseitig über die Kugel eine Schwingung des Ventils verursacht werden kann, sobald die hochdruckseitige Pulsation groß genug ist. Eine veränderte Bauart des Ventils, insbesondere eine größere Kugel, wie sie bei Ventilen für Anlagen mit einer größeren Kälteleistung eingesetzt wird, erhöht die wirksame Fläche und damit die aus der Druckpulsation resultierende Kraft. Geringere Haft- und Reibungskräfte im Ventil bedingt durch das Dämpfungselement reduzieren ebenso die erforderliche Anregungskraft. Dies könnte letztlich auch zu einer möglichen Anregung über die Hochdruckseite führen.

5.4 Experimentelle Untersuchung der Kältemittelzustände beim Auftreten des trompetenartigen Geräusches

5.4.1 Versuchsaufbau und -durchführung

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, bei welchen Kältemittelzuständen im Kältekreislauf ein trompetenartiges Geräusch auftritt. Hierfür wird der Versuchsaufbau nach Kapitel 4.1.1, wie in Abbildung 36 dargestellt, erneut angepasst.

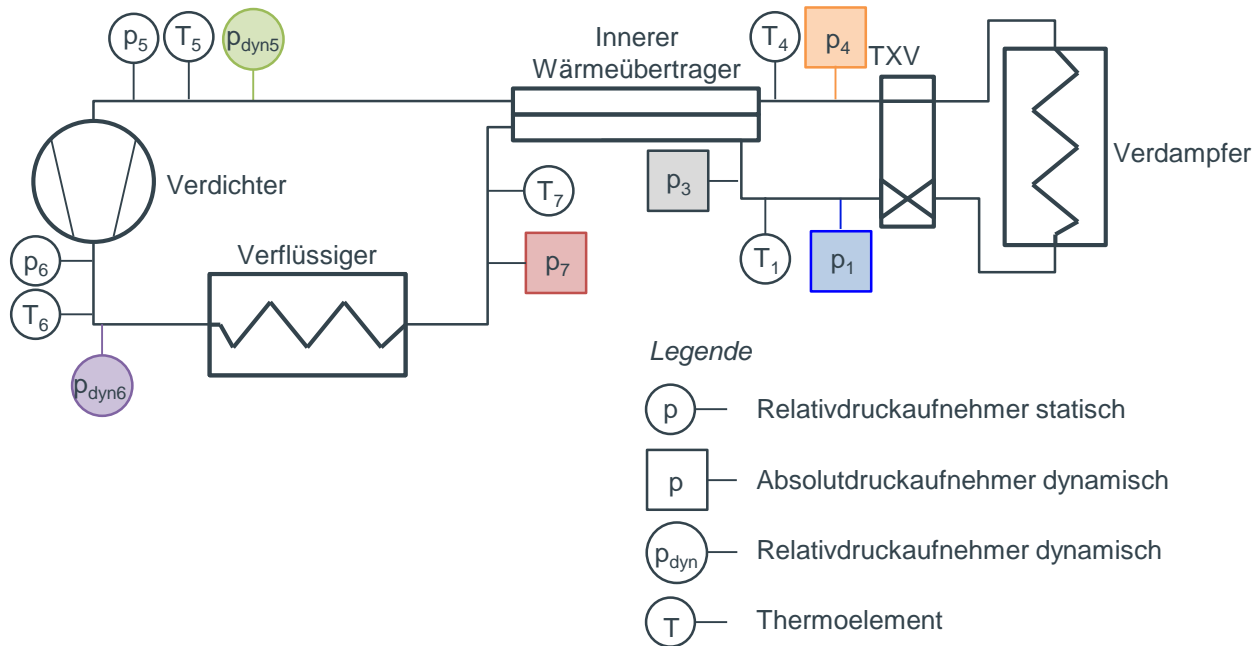


Abbildung 36: Versuchsaufbau zur Messung der Kältemittelzustände, bei denen das trompetenartige Geräusch auftritt.

Um die Rückwirkung der Sensoren auf die Kältemittelströmung im Rohr möglichst gering zu halten, werden Drucksensoren mit geringem Durchmesser gewählt, welche wandbündig eingebaut werden. Die Anzahl der Sensoren wird reduziert durch Verwendung von hochdynamisch messenden Absolutdruckaufnehmern (Fa. Keller, Serie M5 HB, 0-30 bar) anstelle von je einem statischen und einem dynamischen Druckaufnehmer. Weiterhin werden Temperatursensoren im Kältekreislauf eingebaut. Eine Voruntersuchung hat gezeigt, dass die Thermoelemente in der Hochdruckleitung vor dem TXV ebenso wandbündig eingebaut werden müssen, da andernfalls die Strömung in der Leitung derart gestört wird, dass ein trompetenartiges Geräusch weniger häufig reproduzierbar ist. Hierdurch ergibt sich möglicherweise ein systematischer Fehler bei der Temperaturmessung, da die Temperatur des Kältemittels im Bereich der Grenzschicht und nicht in der Mitte der Strömung gemessen wird. Dieser Fehler ist jedoch klein und muss hingenommen werden, um das Geräusch weiterhin erzeugen zu können. Die Versuchsdurchführung nach Kapitel 4.1.1 wird beibehalten.

5.4.2 Kältemittelzustand vor dem TXV-Eintritt

Der Kältemittelzustand vor dem TXV ist von Bedeutung für das trompetenartige Geräusch, da sich die Druckwelle im Kältemittel ausbildet. Die Betriebspunkte, in denen ein trompetenartiges Geräusch auftrat, wurden hinsichtlich des Drucks und der Temperatur des Kältemittels vor dem TXV-Eintritt ausgewertet. Mittels FFT wurde die Grundfrequenz zu Beginn des trompetenartigen Geräusches bestimmt. Anhand der Grundfrequenz, dem Druckverlauf in der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt und der Schallgeschwindigkeit vor dem TXV-Eintritt (ermittelt aus den gemessenen Werten Druck p_1 und Temperatur T_1) wurde bestimmt, ob sich eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle mit Reflexion am IWT-Austritt oder eine $\frac{1}{2}$ -Welle mit Reflexion am IWT-Eintritt ausgebildet hat. Die gemessenen Werte von Druck p_1 und Temperatur T_1 des Kältemittels vor dem TXV-Eintritt jeweils zu Beginn eines trompetenartigen Geräusches sind in Abbildung 37 sowohl für die $\frac{1}{4}$ -Wellen als auch die $\frac{1}{2}$ -Wellen zusammen mit der Dampfdruckkurve von R134a aufgetragen.

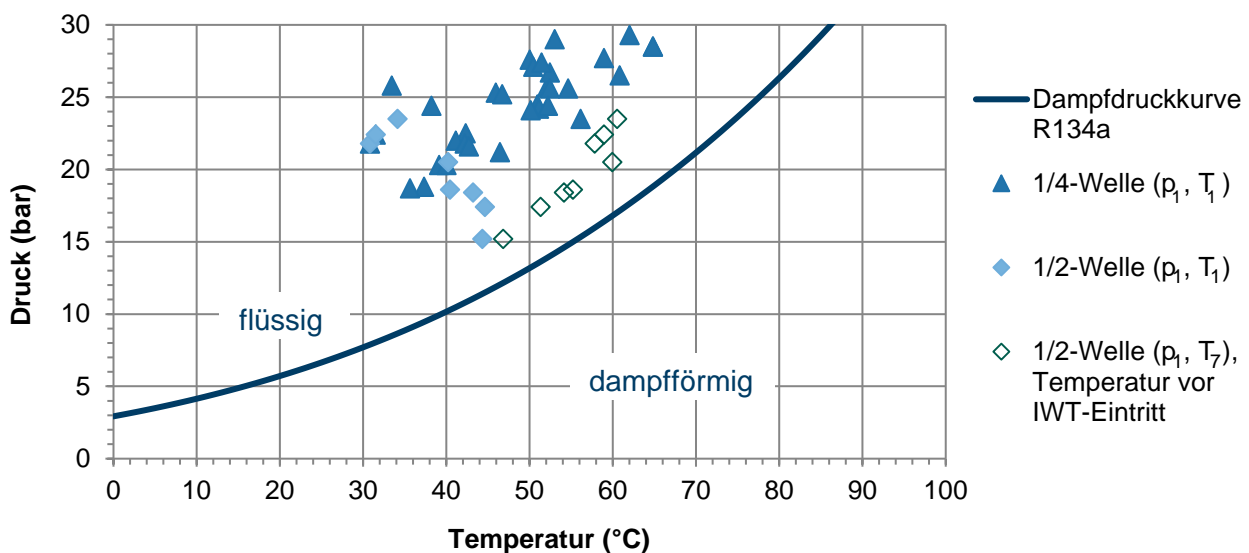


Abbildung 37: Druck und Temperatur des Kältemittels in der Hochdruckleitung vor dem TXV-Eintritt zu Beginn der trompetenartigen Geräusche.

Aus Abbildung 37 wird ersichtlich, dass das Kältemittel vor dem TXV-Eintritt zu Beginn des trompetenartigen Geräusches immer im flüssigen, stark unterkühlten Zustand vorliegt. Die Unterkühlung der gemessenen Zustände beträgt etwa 10-40 K. Zudem sind die Drücke des Kältemittels oberhalb von 15 bar und die Temperaturen oberhalb von 30 °C.

Bei den Messungen, in denen eine $\frac{1}{2}$ -Welle mit Reflexion am IWT-Eintritt aufgetreten ist, ist zu berücksichtigen, dass das Kältemittel im IWT aufgrund des Wärmeübergangs einen Temperaturverlauf aufweist. In Abbildung 37 wurden daher für alle Messpunkte, in denen eine $\frac{1}{2}$ -Welle auftritt, zusätzlich die Temperaturen des Kältemittels vor dem IWT-Eintritt T_7 mit aufgetragen. Auch der Kältemittelzustand vor Eintritt in den IWT ist zu Beginn der trompetenartigen Geräusche mit Reflexion am IWT-Eintritt rein flüssig. Die Gründe, weshalb das trompetenartige Geräusch nur in Zuständen auftritt, in denen das Kältemittel vor dem TXV-Eintritt rein flüssig ist, werden in den Kapiteln 6 und 7 theoretisch hergeleitet werden.

5.4.3 Kältemittelzustand niederdruckseitig nach der Rückführstelle des TXV

Neben dem Kältemittelzustand hochdruckseitig vor dem TXV-Eintritt wurden die Messungen auch hinsichtlich des Kältemittelzustands auf der Niederdruckseite kurz nach der Rückführstelle des TXVs ausgewertet. Der niederdruckseitige Kältemittelzustand hat einen indirekten Einfluss auf das Auftreten des trompetenartigen Geräusches, da sich der Druck und die Temperatur des Kältemittels auf die Thermokopffüllung auswirken und so den Ventilhub und das dynamische Übertragungsverhalten des TXVs bestimmen.

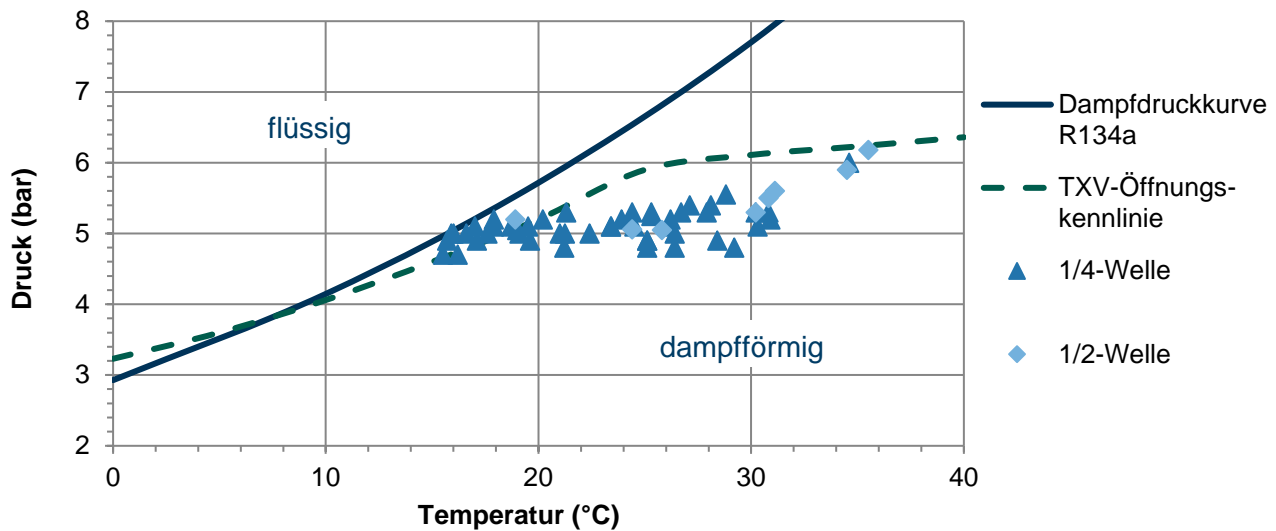


Abbildung 38: Druck und Temperatur des Kältemittels in der Niederdruckleitung nach dem Verdampfer bzw. nach der Rückführstelle des TXVs zu Beginn der trompetenartigen Geräusche.

Die Drücke p_4 und Temperaturen T_4 des Kältemittels auf der Niederdruckseite zu Beginn der trompetenartigen Geräusche der durchgeführten Messreihe sind in Abbildung 38 zusammen mit der Dampfdruckkurve von R134a aufgetragen. Weiterhin wurde die Öffnungskennlinie des im Versuch verwendeten TXVs nach ASHRAE 17:2015 vermessen. Diese ist ebenso in Abbildung 38 eingetragen. Der Großteil der Messpunkte zu Beginn der trompetenartigen Geräusche liegt in einem Temperaturbereich von etwa 15–32 °C, einige auch bei bis zu 40 °C. Die Drücke liegen oberhalb von 4,5 bar. Die Überhitzung des Kältemittels liegt für die meisten Messpunkte etwa bei 0–15 K. Die Drücke und Temperaturen des Kältemittels sind damit verhältnismäßig hoch. Sie liegen außerhalb des üblichen Arbeitsbereichs von 0–10 °C. Dies ist allerdings durch die Versuchsdurchführung bedingt. So wurde zum einen die geringste mögliche Bestromung des Verdichterregelventils eingestellt, sodass dieses einen hohen Saugdruck mit entsprechend hoher Verdampfungs-temperatur einregelt. Entsprechend ist der vom Verdichter geförderte Massenstrom gering. Zum anderen ist die Luft, die über den Verdampfer geführt wird aufgrund des Entferns der Luftansaugteile stark aufgeheizt. So ergeben sich ein hoher Verdampfungsdruck und eine zeitweise hohe Überhitzung.

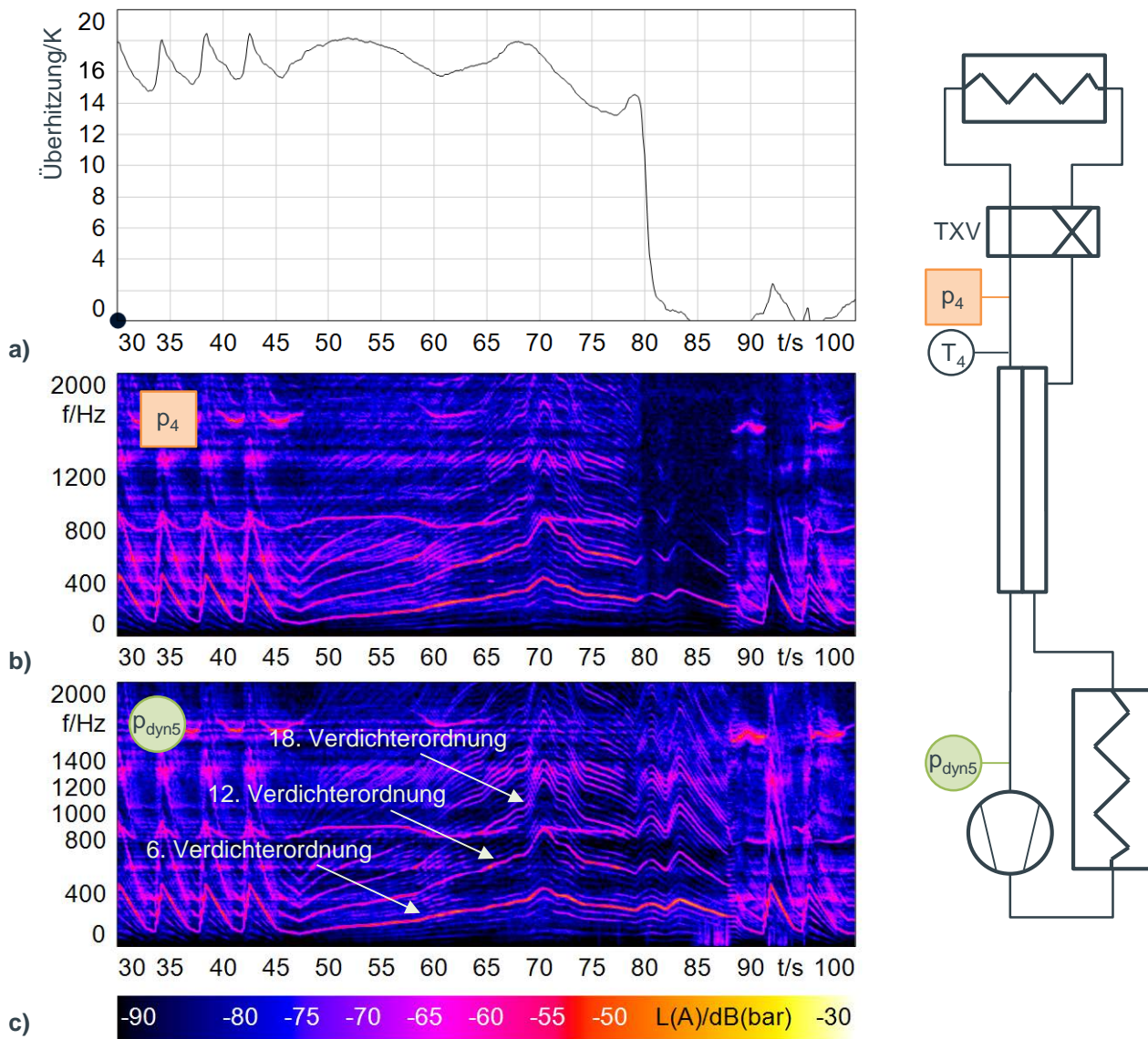


Abbildung 39: a) Zeitverlauf der Überhitzung des Kältemittels nach dem Verdampfer (Sensorposition 4), b) Spektrogramm der Kältemittelpulsation nach dem Verdampfer, c) Spektrogramm der Kältemittelpulsation vor dem Verdichter.

Ein weiterer Grund, weshalb viele Zustände zu Beginn des trompetenartigen Geräusches eine hohe Überhitzung aufweisen, kann auf die akustischen Dämpfungseigenschaften des Kältemittels zurückgeführt werden. Die Kältemittelpulsationen des Verdichters werden im überhitzten Kältemittel nahezu ungedämpft vom Verdichter zum Verdampfer übertragen. Im zweiphasigen Kältemittel hingegen werden sie deutlich stärker gedämpft, wobei die Dämpfung mit steigender Frequenz zunimmt. Dieser Aspekt wurde in Kapitel 3.4 bereits erwähnt und soll an dieser Stelle nun mittels experimenteller Daten im Kontext des trompetenartigen Geräusches genauer dargelegt werden. Wie beispielhaft in Abbildung 39 dargestellt, lässt sich der Einfluss der Kältemittelüberhitzung auf das akustische Übertragungsverhalten in einigen Messungen deutlich erkennen. Hier sind a) der zeitliche Verlauf der Überhitzung nach dem Verdampfer berechnet aus den Messwerten des Drucksensors p_4 und des Temperaturfühlers T_4 , b) das zeitliche Spektrogramm der Kältemittelpulsa-

tion p_4 nach dem Verdampfer und c) das zeitliche Spektrogramm der Kältemittelpulsation p_{dyn5} am Verdichtereintritt dargestellt. Aus Teil a der Abbildung wird deutlich, dass bis etwa $t = 80$ s das Kältemittel überhitzt vorliegt. In diesem Zeitraum weisen die Kältemittelpulsationen p_4 nach dem Verdampfer, siehe Teil b, und p_{dyn5} vor dem Verdichter, siehe Teil c ein ähnliches Frequenzspektrum mit vergleichbaren Pegeln auf.

Ab etwa $t = 80$ s sinkt die Überhitzung des Kältemittels nach Verdampfer und es liegt somit zweiphasig vor. Während die Kältemittelpulsation p_{dyn5} vor dem Verdichter, welcher die Schallquelle ist, unverändert bleibt, nehmen die Pegel der Kältemittelpulsation p_4 nach dem Verdampfer mit höherer Frequenz stark ab. Nur noch die 6. Verdichterordnung $\approx 7,08$. Motorordnung tritt hervor, allerdings auch gedämpft gegenüber dem Verdichtereintritt. Die Kältemittelpulsation wird also in der Saugleitung zwischen Verdichter und Verdampfer aufgrund des zweiphasigen Kältemittels deutlich stärker gedämpft als im einphasigen Kältemittelzustand.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Frage, inwiefern die niederdruckseitigen Betriebsbedingungen ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches beeinflussen, ist die Ventilstellung, sprich der Ventilhub, zu Beginn des trompetenartigen Geräusches. Dieser konnte messtechnisch allerdings nicht erfasst werden ohne die Dynamik des Ventilmechanismus zu beeinflussen. In der Literatur beschriebene Verfahren zur Messung des Ventilhubes, wie z. B. von Aguilar 2006 beschrieben, eignen sich lediglich für statische bzw. quasistatische Messungen. Der Einfluss des Ventilhubes und des Kältemittels nach Verdampfer auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches wird daher in Kapitel 7 theoretisch hergeleitet. Im Zuge dessen wird auf die in diesem Kapitel gewonnenen Versuchsergebnisse zurückgegriffen werden.

6 Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustands auf das trompetenartige Geräusch

Ausgehend von den bisherigen experimentellen Untersuchungen, wurde die These aufgestellt, dass das trompetenartige Geräusch durch einen Druckstoß resultierend aus einer schlagartigen Änderung des Drosselquerschnitts des Ventils hervorgerufen wird. Um den Einfluss des Kältemittelzustands vor dem TXV-Eintritt auf ein Auftreten des Geräusches zu klären, soll der Druckstoß im Kältemittel vor dem TXV mathematisch beschrieben werden. Dazu wird zunächst der Stand der Wissenschaft zur mathematischen Beschreibung von Druckstößen erläutert und anschließend ein eigenes Modell zur Beschreibung des Druckstoßes im Kältemittel vor dem TXV entwickelt, welches die Einflussgrößen zeigt. Mit Hilfe des Druckstoßmodells wird die Größe des Druckstoßes in Abhängigkeit des Kältemittelzustands ermittelt.

6.1 Zur mathematischen Beschreibung von Druckstößen

Als erste und bekannteste mathematische Beschreibung der Höhe von Druckstößen wird in der Literatur vielfach die Joukowsky-Gleichung von 1898 genannt (Cesana und Bitter 2014; Ghidaoui et al. 2005):

$$\Delta p = \rho * c * \Delta u \quad \text{für } t_s < t_R = \frac{2L}{c} \quad (54)$$

Δp Höhe des Druckstoßes

Δu Änderung der Strömungsgeschwindigkeit aufgrund des Ventilverschlusses

Diese gilt für Strömungen deren Strömungsgeschwindigkeit klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit ist und die Ventilschließzeit t_s kleiner als die Reflexionszeit im Rohr t_R . Die Reflexionszeit im Rohr wurde bereits in Gleichung (53) vorgestellt. Für den Fall des allmählichen Ventilverschlusses ist der zeitliche Druckverlauf am Ventil in Abbildung 40 dargestellt. Teil a der Abbildung zeigt den Druckanstieg für den Fall eines linearen Ventilverschlusses, dessen Schließzeit kleiner ist als die Laufzeit der Druckwelle in der Leitung. Unabhängig von der Schließcharakteristik des Ventils wird die volle Höhe des Joukowsky-Druckstoßes erreicht. Teil b zeigt den Fall, dass die Schließzeit länger als die Laufzeit der Welle ist. Die Höhe des Druckstoßes entspricht dann in etwa (Giesecke und Mosonyi 2005, S. 214–222; Rautenberg et al. 2014, S. 107–112):

$$\Delta p = \rho * c * \Delta u * \frac{t_R}{t_s} \quad \text{für } t_s > t_R = \frac{2L}{c} \quad (55)$$

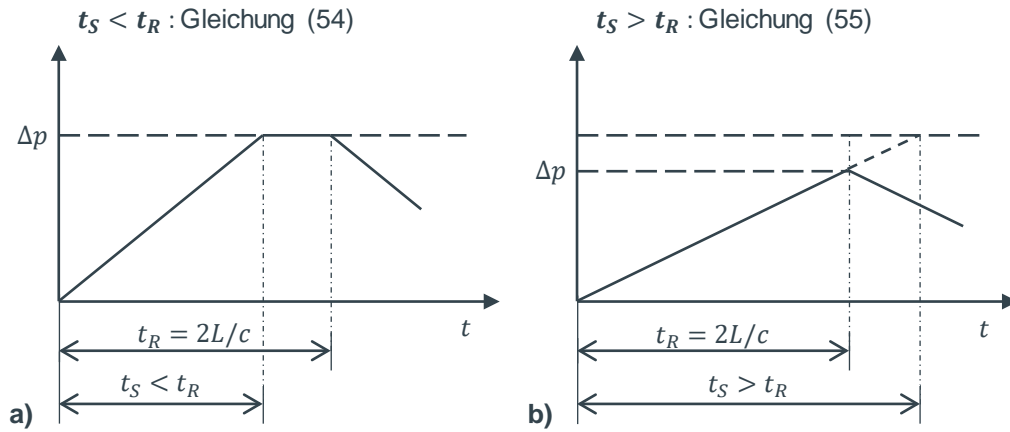


Abbildung 40: Zeitlicher Druckverlauf am Ventil infolge unterschiedlicher Schließzeiten, a) für den Fall das die Schließzeit kleiner der Reflexionszeit des Druckstoßes ist und b) einer größeren Schließzeit (in Anlehnung an Giesecke und Mosonyi 2005, S. 220).

Neben der Beschreibung des Druckstoßes durch den Joukowsky-Stoß lässt sich der Druckstoß auch mittels eindimensionaler Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial l} + \rho c^2 \frac{\partial u}{\partial l} = 0 \quad (56)$$

und Impulsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial l} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} + g \frac{dz}{dl} + \Lambda \frac{u|u|}{4r_{Ro}} = 0 \quad (57)$$

g Gravitationskonstante

$\frac{dz}{dl}$ Höhenänderung entlang des Rohres

Λ Darcy- Reibungskonstante

r_{Ro} Rohrrinnenradius

beschreiben (Riedelmeier et al. 2014, S. 1; Ghidaoui et al. 2005; Giesecke und Mosonyi 2005, 226f.). Diese Beschreibung wird in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet werden, wird an dieser Stelle jedoch aufgeführt, da sie einen wichtigen Teil des Stands der Wissenschaft zum Thema Druckstöße darstellt. Einen Überblick über die historische Weiterentwicklung von der Joukowsky-Gleichung zur 1-dimensionalen Beschreibung mittels Massen- und Impulserhaltung geben Ghidaoui et al. 2005, S. 50. Das vorliegende partielle Differentialgleichungssystem aus Kontinuitäts- und Impulsgleichung lässt sich mittels der Methode der Charakteristiken in eine gewöhnliche Differentialgleichung überführen und lösen (Giesecke und Mosonyi 2005, S. 227–231). Die Dämpfung wird durch einen quasistationären Dämpfungsterm $\Lambda \frac{u|u|}{4r_{Ro}}$ beschrieben. Real sind Dämpfungseffekte jedoch meist größer, sodass die Druckoszillationen zu hoch geschätzt werden. Es existieren weitere

Modelle, z. B. das Brunone Modell und Diesselhorst Modell, welche anstelle eines stationären Reibungsterms instationäre Einflüsse auf die Reibung berücksichtigen und die Höhe des Druckstoßes somit genauer abschätzen (Riedelmeier et al. 2014).

In der Literatur beschriebene Untersuchungen von Druckstößen in technischen Anlagen thematisieren meist Druckstöße mit einphasigen Fluiden. Druckstöße in zweiphasiger Strömung sind dabei jedoch auch denkbar. So untersuchten z. B. Fujii und Akagawa 1993 experimentell den maximalen Druckanstieg sowie Druckverlauf in zweiphasigen Blasenströmungen verschiedener Stoffe in Abhängigkeit des Dampfanteils.

6.2 Herleitung einer eigenen mathematischen Beschreibung des Druckstoßes im TXV

Es wird davon ausgegangen, dass der Ventilmechanismus, angestoßen durch die niederdruckseitige Kältemittelpulsation in eine (idealisierte) harmonische Schwingung um seine quasistationäre Ruhelage s_0 herum versetzt wird. Diese harmonische Ventilbewegung über Zeit ist in Abbildung 41 dargestellt. Für die Druckstoßberechnung soll nun die erste Schließbewegung im Zeitintervall $[t_{s0}, t_{s1}]$ betrachtet werden.

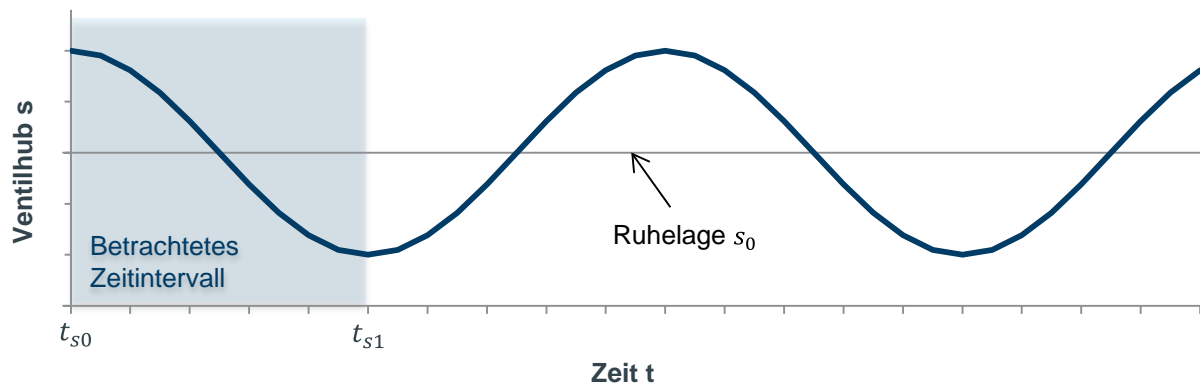


Abbildung 41: Harmonische Schwingung des Ventilhubes über der Zeit und betrachtetes Zeitintervall zur Berechnung des Druckstoßes.

Um die Größe des aus der Ventilschwingung resultierenden Druckstoßes zu berechnen, wird die Joukowsky-Gleichung nach Gleichung (54) herangezogen. Damit das trompetenartige Geräusch entstehen kann, müssen die Frequenz der Ventilschwingung und die Eigenfrequenz des Rohres bei einer $\frac{1}{4}$ -Wellenlänge, siehe hierzu Gleichung (49), übereinstimmen:

$$f_{0,Ro} = f_{TXV} \quad (58)$$

Die Schließzeit des Ventils ist also gleich der Laufzeit des entstehenden Druckstoßes:

$$t_S = \frac{1}{2f_{TXV}} = t_R = \frac{2L_{Ro}}{c} = \frac{1}{2f_{0,Ro}} \quad (59)$$

Die Anwendung der Joukowsky-Gleichung ist somit gültig. Die Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich aus der Differenz der Strömungsgeschwindigkeiten zu den Zeitpunkten zu Beginn und Ende des Schließvorgangs t_{s0} und $t_{s1} = t_S$.

$$\Delta u = u(t_{s0}) - u(t_{s1}) = u_{s0} - u_{s1} \quad (60)$$

Für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels im Rohr gilt

$$u(t) = \frac{\dot{m}(t)}{\rho_{ein}(p, T) * A_{Ro}}. \quad (61)$$

Im vorliegenden Fall des PKW-Kältekreislaufes ist der Rohrdurchmesser vom Ventil bis zur Reflexionsstelle konstant. Vereinfachend werden die Querschnittsverringeringung kurz vor Eintritt in die Drosselstelle und der Drosselvorraum des TXVs nicht betrachtet. Durch Einsetzen von Gleichung (61) in (60) ergibt sich

$$\Delta u = \frac{\dot{m}(t_{s0}) - \dot{m}(t_{s1})}{\rho_{ein}(p, T) * A_{Ro}}. \quad (62)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit hängt damit vom Kältemittelmassenstrom ab, welcher wiederum durch die Ventilstellung der Kugel im TXV bestimmt wird. Um den Massestrom durch eine Drossel zu berechnen, gibt es je nach Massedampfgehalt x des Fluids und Machnummer der Strömung verschiedene Ansätze, welche in Tabelle 5 zusammengefasst sind.

Tabelle 5: Ansätze zur Massenstromberechnung durch eine Drossel (nach Stulgies et al. 2008).

Massedampfgehalt			
	$x = 0$	$x = 1$	
Machnummer	<1	Bernoulli für Flüssigkeit $\dot{m} = \alpha A_{Drossel} \sqrt{2 \rho_{ein} (p_{ein} - p_{aus})}$	Bernoulli für Gas $\dot{m} = \varepsilon A_{Drossel} \sqrt{2 \rho_{ein} (p_{ein} - p_{aus})}$
	>1	Choked Flow für Flüssigkeit $\dot{m} = A_{Drossel} * c * \rho_{aus}$	Choked Flow für Gas

Die Messung der Kältemittelzustände im Fahrzeug hat ergeben, dass das Kältemittel hochdruckseitig vor dem TXV-Eintritt beim Auftreten des trompetenartigen Geräusches stark unterkühlt und somit rein flüssig ist. Weiterhin wird zunächst davon ausgegangen, dass die Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels im engsten Drosselquerschnitt unterhalb der Schallgeschwindigkeit liegt. Diese Annahme wird später noch überprüft werden. Entsprechend kann für die Berechnung des Massenstroms durch die Drossel der Berechnungsansatz nach Bernoulli

$$\dot{m}(t) = \alpha(s) * A_{Drossel}(s) * \sqrt{2\rho_{ein}(p_{ein} - p_{aus})} \quad (63)$$

mit dem geometrischen Öffnungsquerschnitts der Drossel $A_{Drossel}(s)$ und dem Einschnürungsfaktor $\alpha(s)$ herangezogen werden. Der Drosselquerschnitt des TXVs wiederum ist abhängig von der Position der Ventilkugel und damit vom Ventilhub $s(t)$.

$$A_{Drossel} = A_{Drossel}(s(t)) \quad (64)$$

Auch der Einschnürungsfaktor $\alpha = \alpha(s)$ ist abhängig vom Ventilhub s und vom Druckabfall an der Drossel $p_{ein} - p_{aus}$. Je geringer der Hub ist, desto größer wird der Einfluss der Oberflächen und der Grenzschicht. Je größer der Druckabfall an der Drossel, so geringer wird der Einschnürungsfaktor. Der Einschnürungsfaktor liegt im Bereich von 0,6 bis 1,0 (White 1998, S. 179).

Durch Einsetzen der Gleichungen (63) und (62) in (54) ergibt sich somit für den Druckstoß infolge einer Bewegung des Ventilmechanismus bzw. Änderung der Drosselfläche von $A_{Drossel,s0}$ zu $A_{Drossel,s1}$ die eigens hergeleitete Gleichung

$$\Delta p = c_{ein} * \frac{\alpha_{s0} A_{Drossel,s0} \sqrt{2\rho_{ein,s0}(p_{ein,s0} - p_{aus,s0})} - \alpha_{s1} A_{Drossel,s1} \sqrt{2\rho_{ein,s1}(p_{ein,s1} - p_{aus,s1})}}{A_{Ro}} \quad (65)$$

Für den ersten auftretenden Druckstoß, d. h. bevor sich die Druckpulsation vor dem TXV durch Rückwirkung mit der Eigenfrequenz der Rohrleitung vor dem TXV aufschauelt, ist die Druckerhöhung vor dem TXV klein gegenüber der Druckdifferenz vor und nach Drossel

$$\Delta p = p_{ein,s1} - p_{ein,s0} \ll p_{ein} - p_{aus} \quad (66)$$

und auch die Änderung der Dichte vor dem TXV ρ_{ein} ist ähnlich gering wie die des Druckes, sodass ungefähr gilt

$$\sqrt{2\rho_{ein,s0}(p_{ein,s0} - p_{aus,s0})} \approx \sqrt{2\rho_{ein,s1}(p_{ein,s1} - p_{aus,s1})}. \quad (67)$$

Daher lässt sich Gleichung (65) für die erste Ventilbewegung vereinfachen zu

$$\Delta p = c_{ein} * \frac{(\alpha_{s0} A_{Drossel,s0} - \alpha_{s1} A_{Drossel,s1}) * \sqrt{2\rho_{ein}(p_{ein} - p_{aus})}}{A_{Ro}} \quad (68)$$

Die Größe des Druckstoßes verhält sich somit proportional zur Schallgeschwindigkeit des Kältemittels vor dem TXV-Eintritt, zur Änderung des Öffnungsquerschnitts der Drossel und jeweils proportional zur Wurzel der Dichte des Kältemittels vor dem TXV-Eintritt als auch zur Druckdifferenz am TXV.

6.3 Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustandes auf den Druckstoß

Um die theoretisch hergeleitete Beschreibung der Größe des Druckstoßes nach Gleichung (68) mit den in Kapitel 5.4.2 gemachten, experimentellen Beobachtungen des Kältemittelzustands vor dem TXV-Eintritt zu vergleichen, wird die Größe des Druckstoßes unter Variation der für Pkw-Kälteanlagen typischen Ein- und Austrittszustände des Kältemittels ins TXV berechnet. Für den Eintrittszustand des Kältemittels vor dem TXV wird ein Druckbereich von 10 bis 25 bar und ein Temperaturbereich von 20 bis 60 °C angenommen. Niederdruckseitig wird der Druckbereich von 3 bis 5 bar variiert. Der maximale Öffnungsquerschnitt eines im Pkw eingesetzten TXVs liegt bei etwa 3-4 mm².

Zunächst wird für die angeführten Kältemittelzustände überprüft, ob die Strömungsgeschwindigkeit in der Drosselstelle Schallgeschwindigkeit erreicht und somit die in Kapitel 6.2 gemachte Annahme der Massenstromberechnung nach Gleichung (63) Gültigkeit besitzt. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Drossel wird unter Verwendung der Gleichungen (61) und (63) berechnet mit

$$u_{Drossel}(t) = \frac{\dot{m}}{\rho_{ein} * \alpha A_{Drossel}} = \frac{\sqrt{2\rho_{ein}(p_{ein} - p_{aus})}}{\rho_{ein}}. \quad (69)$$

Hieraus ergibt sich die Machzahl

$$Ma = \frac{u_{Drossel}}{c}. \quad (70)$$

Im einphasigen, flüssigen Kältemittel ergeben sich für den Druckbereich von 10 bis 25 bar und Temperaturbereich von 20 bis 60 °C Machzahlen von etwa 0,06 bis 0,3. Entsprechend ist die in Kapitel 6.2 getroffene Annahme, Gleichung (63) für die Herleitung des Druckstoßes im TXV zu verwenden, für flüssiges Kältemittel gültig.

Damit kann Gleichung (68) zur Berechnung der Größe eines Druckstoßes in einer Pkw-Kälteanlage genutzt werden, um den Einfluss des hochdruckseitigen Kältemittelzustands vor dem TXV-Eintritt zu untersuchen. Der Kältemittelzustand wird in dieser Arbeit in Bezug auf die Zustandsgrößen Druck und Temperatur diskutiert, welche für den einphasigen Reinstoff unabhängig voneinander sind und den einphasigen Zustand vollständig beschreiben. Die Zustandsgrößen Druck und Temperatur bieten den Vorteil, messtechnisch einfach erfassbar zu sein. Aus diesem Grund wurden die in Kapitel 5.4.2 experimentell erfassten Kältemittelzustände zu Beginn des trompetenartigen Geräusches auch hinsichtlich Druck und Temperatur des Kältemittels ausgewertet.

In Abbildung 42 c ist die nach Gleichung (68) berechnete Größe des Druckstoßes für verschiedene hoch- und niederdruckseitige Kältemittelzustände daher in Abhängigkeit von Druck und Temperatur des Kältemittels dargestellt. Die der Rechnung zugrunde gelegte Querschnittsverminderung beträgt hier 0,036 mm². Dies entspricht einer Verminderung um 1 % bei Annahme eines maximalen Öffnungsquerschnitts von 3,6 mm². Zur besseren Veranschaulichung sind neben der Größe des

Druckstoßes auch der Verlauf der Schallgeschwindigkeit in Abbildung 42 a und der Dichte von R134a in Abhängigkeit von Druck und Temperatur in Abbildung 42 b dargestellt.

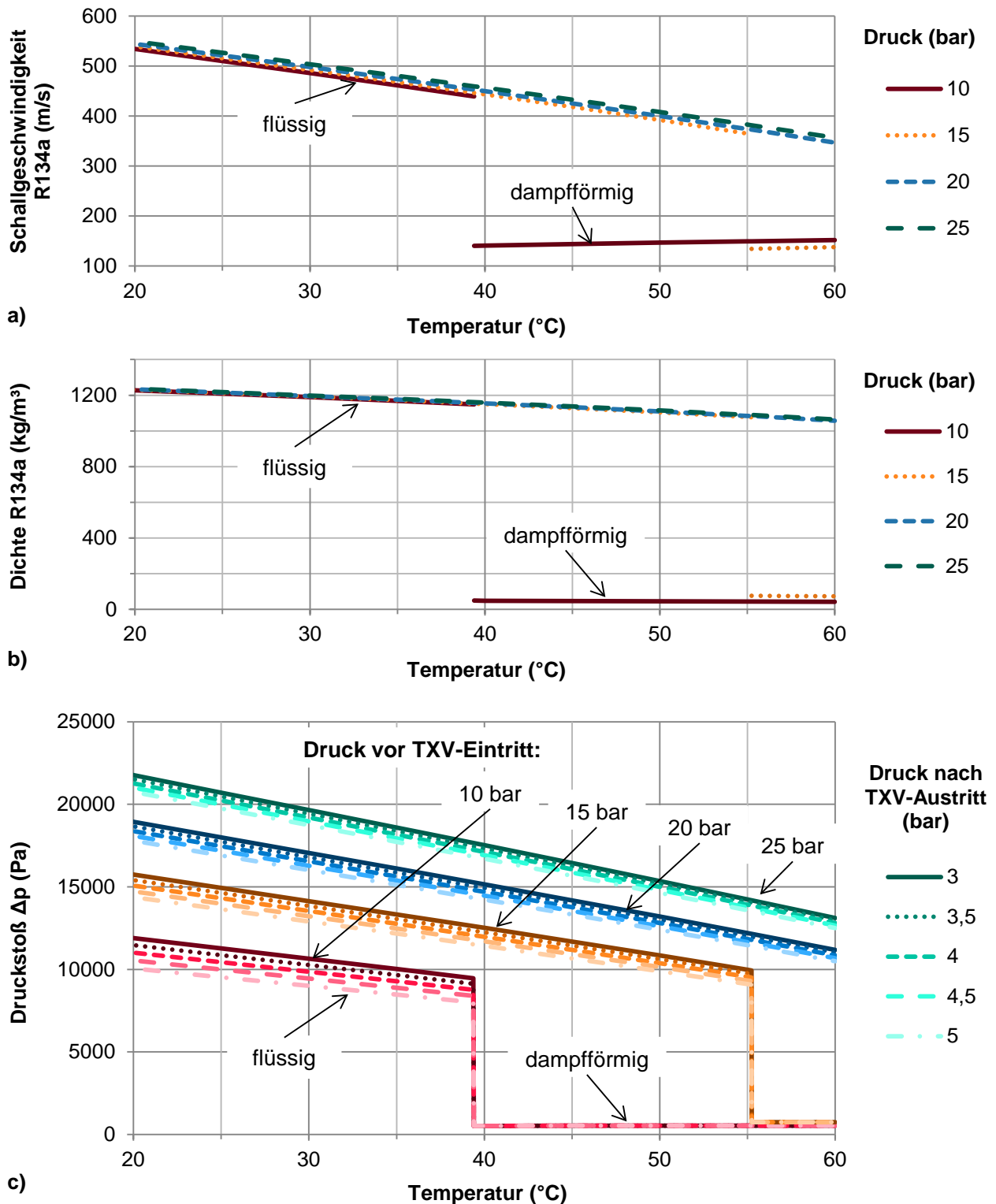


Abbildung 42: a) Schallgeschwindigkeit von R134a in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, b) Dichte von R134a in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, c) Größe eines Druckstoßes in Abhängigkeit von Temperatur und Druck des (einphasigen) Kältemittels R134a vor dem TXV-Eintritt und in Abhängigkeit vom Niederdruck nach TXV für eine Reduzierung des Öffnungsquerschnittes um $0,036 \text{ mm}^2$.

Abbildung 42 c macht zunächst deutlich, dass der resultierende Druckstoß im flüssigen Kältemittel deutlich größer ist als im gasförmigen Kältemittel. Für den flüssigen Kältemittelzustand gilt, dass je höher der Druck des flüssigen R134a vor dem TXV-Eintritt, desto größer ist die Größe des Druckstoßes. Der Vergleich mit den experimentell ermittelten Kältemittelzuständen vor dem TXV-Eintritt, siehe hierzu nochmals Abbildung 37, zeigt, dass im Bereich hoher Drücke das trompetenartige Geräusch häufiger aufgetreten ist. Der Einfluss des Drucks auf der Niederdruckseite ist nach Abbildung 42 c ebenso gegeben, allerdings ist er für die betrachtete Parametervariation von 3 bis 5 bar gering gegenüber der Auswirkung des Hochdrucks auf die Größe des Druckstoßes. Weiterhin wird deutlich, dass je größer die Temperatur des Kältemittels vor dem TXV-Eintritt, desto geringer ist der resultierende Druckstoß. Dies ist darin begründet, dass die Schallgeschwindigkeit und auch die Dichte des flüssigen R134a mit steigenden Temperaturen abnehmen, wie die Abbildung 42 b und c zeigen. Die sinkende Größe des Druckstoßes bei steigenden Temperaturen widerspricht allerdings der Beobachtung aus dem Versuch (Kapitel 5.4.2, Abbildung 37), wonach das trompetenartige Geräusch häufiger bei hohen Temperaturen des Kältemittels, wohlgemerkt nur im flüssigen Zustand, auftritt. Es ist daher davon auszugehen, dass neben der Größe des Druckstoßes ein weiterer physikalischer Effekt zum Tragen kommt – der Einfluss der Rohreigenfrequenz und der Ventileigenfrequenz. Die mit steigender Temperatur sinkende Schallgeschwindigkeit des flüssigen Kältemittels beeinflusst die Eigenfrequenz des Rohres vor dem TXV. Der Einfluss der Rohreigenfrequenz und der Ventileigenfrequenz wird genauer in Kapitel 7 diskutiert werden.

Die Berechnung der Größe des Druckstoßes ergibt zudem, dass der Druckstoß im flüssigen R134a merklich größer ist als im gasförmigen Zustand, da die Schallgeschwindigkeit im gasförmigen Zustand deutlich geringer ist. Real tritt rein gasförmiges Kältemittel vor dem TXV im Pkw-Kältekreislauf jedoch nicht auf. In der experimentellen Untersuchung in Kapitel 5.4.2 trat das trompetenartige Geräusch nur auf, wenn der Zustand des Kältemittels vor dem TXV rein flüssig war und damit nicht im zweiphasigen Kältemittel. Eine Erklärung hierfür ist, dass auch im zweiphasigen Kältemittel die Schallgeschwindigkeit gegenüber dem rein flüssigen Zustand abnimmt, siehe auch Kapitel 2.1.3. Wie stark diese Abnahme ist, hängt allerdings entscheidend von der Strömungsform der zweiphasigen Kältemittelströmung ab (Flieger et al. 2017). Hierdurch wird die Größe des Druckstoßes gemindert und die Eigenfrequenz der Rohrleitung verschoben. Im zweiphasigen Kältemittel kommt es zudem an den Phasengrenzflächen zur Reflexion des Schalls, welche die Ausbildung einer stehenden Welle stören. Je mehr Phasengrenzflächen auftreten, auch dies ist abhängig von der Strömungsform, desto häufiger wird der Schall reflektiert und aufgrund von Reibungseffekten zunehmend gedämpft. Es ist anzunehmen, dass beide Effekte dazu geführt haben, dass ein trompetenartiges Geräusch im zweiphasigen Kältemittel in der experimentellen Untersuchung nicht aufgetreten ist.

7 Einfluss des dynamischen Übertragungsverhaltens des TXVs und der Eigenkreisfrequenz der Rohrleitung auf das trompetenartige Geräusch

Die Diskussion der Größe des Druckstoßes in Abhängigkeit des Kältemittelzustandes hochdruckseitig vor dem TXV-Eintritt in Kapitel 6.3 in Verbindung mit den experimentellen Beobachtungen aus Kapitel 5.4.2 hat gezeigt, dass neben der Größe des Druckstoßes ein weiterer physikalischer Effekt Einfluss auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches hat. Dieser Effekt wurde bereits in der These in Kapitel 5.2 erläutert, wonach das trompetenartige Geräusch nur entstehen kann, wenn die Anregungspulsation und die resultierende Schwingung des Ventilmechanismus in Phase zueinander sind. Die Frage, unter welchen Bedingungen Anregungspulsation und resultierende Ventilschwingung in Phase sind, kann mit Hilfe des dynamischen Übertragungsverhaltens des TXVs und der Eigenfrequenz der Rohrleitung vor dem TXV beantwortet werden. Das dynamische Übertragungsverhalten des TXVs beschreibt den Amplituden- und Phasengang des Ventilhubes bei erzwungener, dynamischer Anregung durch die Kältemittelpulsation.

In diesem Kapitel soll daher zunächst ein Modell des TXVs aufgestellt werden, welches den Ventilmechanismus dynamisch beschreibt. Im Zuge dessen wird der Thermokopf als Gasfeder abgebildet. Das dynamische Verhalten des Thermokopfes hängt dabei stark vom thermodynamischen Zustand der Steuerfüllung ab. Dieser Einfluss der Steuerfüllung wird daher nachfolgend diskutiert. Aus dem dynamischen Modell des TXVs werden anschließend der Amplituden- und der Phasengang abgeleitet. Es wird erläutert, wie das dynamische Schwingverhalten des Ventils und die Rohreigenfrequenz den Phasengang und damit ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches beeinflussen. Abschließend wird die theoretische Herleitung zur Entstehung des trompetenartigen Geräusches mit den experimentellen Beobachtungen aus Kapitel 5.4 verglichen.

7.1 Zu bisherigen Arbeiten zur Modellierung von TXV

In dieser Arbeit bezeichnet ein dynamisches TXV-Modell, ein Modell, welches das mechanische Schwingverhalten im akustisch relevanten Frequenzbereich von 20 – 20.000 Hz abbildet. Es ist damit abzugrenzen von TXV-Modellen, welche das Verhalten des TXVs zur Regelung der Überhitzung des Kältemittels beschreiben. Diese TXV-Modelle zur Beschreibung des Regelungsverhaltens sind aus thermischer Sicht dynamisch, aus akustischer Sicht sind sie jedoch quasistationär. Thermische Ausgleichsvorgänge sind gegenüber akustischen Schwingungen und der Schwingung der Ventilmechanik beim Auftreten des trompetenartigen Geräusches langsam.

Bisherige Arbeiten zur Modellierung des TXVs, wie z. B. Aguilar 2009, verfolgen das Ziel, das TXV als Organ zur Regelung der Überhitzung des Kältemittels nach dem Verdampfer zu beschrei-

ben. Die Modelle können quasistationäre Regelvorgänge des Ventils und thermische Ausgleichsvorgänge, insbesondere den Wärmeübergang zwischen dem niederdruckseitigen Kältemittel und der Thermokopffüllung, abbilden. Der Drosselvorgang in Abhängigkeit des Öffnungsquerschnitts wird ebenso beschrieben. Das Modell von Aguilar 2009 beschreibt zudem die Ventilmechanik, allerdings nur für eine quasistationäre Krafteinwirkung. Für die Beschreibung dynamischer Schwingungen ist das Modell damit nicht geeignet. Eine Beschreibung des dynamischen Schwingverhaltens des TXVs ist der Autorin nicht bekannt.

Ein wichtiger Teil bei der Beschreibung des TXVs ist die Beschreibung des Thermokopfes mit der Steuerfüllung. Herkömmliche Modelle beschreiben das Verhalten des Thermokopfes unter der Prämisse, dass ein Wärmeübergang zwischen Thermokopf und Kältemittel stattfindet. Um die Zustandsänderung der Steuerfüllung infolge einer Druckänderung des niederdruckseitigen Kältemittels an der Rückführstelle abzubilden, nutzen herkömmliche, quasistationäre Modelle somit letztlich die isotherme Kompressibilität der Steuerfüllung, wohingegen hochdynamische, akustische Druckschwankungen der Steuerfüllung als adiabat isentrop zu betrachten sind. Auf diesen Aspekt wird detaillierter in Kapitel 7.3 eingegangen werden. Die Berechnung des Ventilhubes in Abhängigkeit von einer auf der Niederdruckseite wirkenden Druckänderung ist folglich bei harmonischer Anregung mit herkömmlichen Modellen nicht möglich. Nachfolgend wird daher ein dynamisches Modell des TXVs entwickelt.

7.2 Eigene Modellierung des Thermokopfes und der Ventilmechanik als dynamisches System bei erzwungener Schwingung

Das dynamische Modell des TXVs soll dazu dienen, das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsgröße dynamisch zu beschreiben. Eingangssignal ist die anregende Druckpulsation des Kältemittels auf der Niederdruckseite, welche das Ventil in Schwingung versetzt. Ausgangssignal ist der resultierende Ventilhub auf der Hochdruckseite. Die Ausgangsgröße, der Ventilhub, setzt sich dabei zusammen aus zwei zeitlich überlagerten Bewegungen: einer quasistationären Bewegung der Ventilmechanik mit Membran und Kugel zur Überhitzungsregelung des Kältemittels nach dem Verdampfer und einer hochdynamischen, akustischen Schwingung angeregt durch die Kältemittelpulsation. Es ist daher sinnvoll, den Ventilhub s_G in einen quasistationären und einen dynamischen Anteil zu zerlegen:

$$s_G = s_0 + s_{dyn} \tag{71}$$

s_G Ventilhub

s_0 Quasistationärer Ventilhub zur Überhitzungsregelung

s_{dyn} Dynamischer Ventilhub durch akustische Anregung/Kältemittelpulsation

Das Ventil führt also eine dynamische Schwingung um eine quasistationäre Ruhelage s_0 herum aus. Diese Beschreibung wurde auch bereits in Kapitel 6.2 genutzt, siehe auch Abbildung 41. Ähnlich wie zur Beschreibung des Ventilhubs (Ausgangsgröße) ist es sinnvoll, auch den Kältemitteldruck hoch- und niederdruckseitig (Eingangsgröße) durch einen quasistationären und einen dynamischen Anteil zu beschreiben:

$$p_G = p_0 + p_{dyn} \quad (72)$$

p_G Gesamtdruck

p_0 Ruhedruck

p_{dyn} Schalldruck bzw. Druckpulsation (des Kältemittels)

Diese Herangehensweise wurde bereits in den Grundlagen Kapitel 2 zur Beschreibung der Größe Schalldruck und auch bei der experimentellen Untersuchung in den Kapiteln 4 und 5 genutzt. Der quasistationäre Druck wurde mittels eines statischen Relativdruckaufnehmers gemessen, der dynamische Anteil mittels hochdynamisch messender Relativdruckaufnehmer. Der quasistationäre Anteil des Drucks p ist zur Ermittlung der quasistationären Ventilposition mittels herkömmlicher Modelle zu nutzen, der dynamische Anteil des Drucks, die Druckpulsation, fließt als Anregung in das dynamische TXV-Modell mit ein.

Um ein dynamisches Modell des Ventils aufzustellen, soll nun die Bewegungsgleichung des Systems aus Ventilmechanik und Thermokopf aufgestellt werden. Betrachtet wird eine kleine Schwingung/Auslenkung um die quasistationäre Ruhelage herum, sodass das System als lineares Feder-Masse-System beschrieben werden kann, wie in Abbildung 43 dargestellt. Der Thermokopf des Ventils wird als pneumatische/hydraulische Feder betrachtet, welche durch eine Federsteifigkeit k_{TK} und eine Dämpfungskonstante d_{TK} charakterisiert wird. Beide sind abhängig vom thermodynamischen Zustand der Steuerfüllung als auch von der Höhe der Steuerfüllung zwischen Membran und Thermokopfgehäuse. Dieser Zusammenhang wird detaillierter in den Kapiteln 7.3 und 7.4 erläutert.

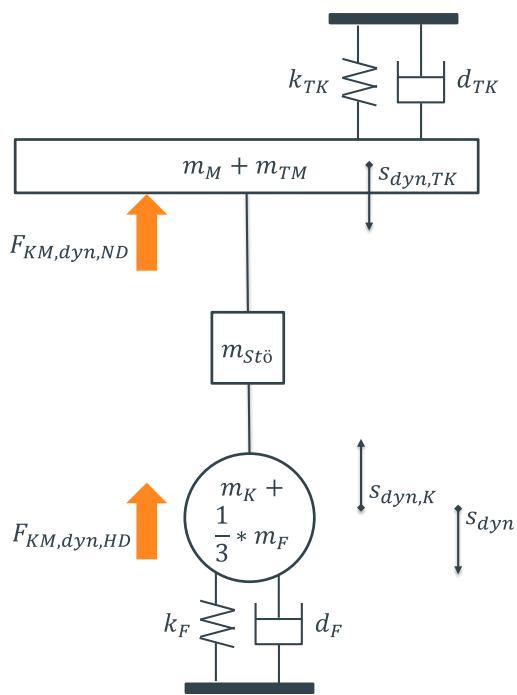
$$k_{TK} = k_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H) \quad (73)$$

$$d_{TK} = d_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H) \quad (74)$$

p_{TK} Druck der Steuerfüllung

T_{TK} Temperatur der Steuerfüllung

H Höhe der Steuerfüllung zwischen Membran und Thermokopfgehäuse



$F_{KM,dyn,ND}$	Kraft durch niederdruckseitige Kältemittelpulsation in der Rückführstelle
$F_{KM,dyn,HD}$	Kraft durch hochdruckseitige Kältemittelpulsation am TXV-Eintritt
m_M	Masse Membran
m_{TM}	Thermische Masse
$m_{Stö}$	Masse Stößel
m_K	Masse Kugel
m_F	Masse Feder
k_{TK}	Federsteifigkeit Thermokopf
d_{TK}	Dämpfungskonstante Thermokopf
k_F	Federsteifigkeit Feder
d_F	Dämpfungskonstante Feder und weitere Dämpfungselemente

$$\sum F = m * \ddot{s}_{dyn}$$

Abbildung 43: Schematische Darstellung des Ventilmechanismus im TXV als Feder-Masse-System mit angreifenden Kräften.

Für kleine Auslenkungen s_{dyn} um die Ruhelage s_0 herum kann die Federkennlinie linearisiert werden. Wird das Feder-Masse-System in seiner ausgelenkten Lage freigeschnitten, wirken auf das System die folgenden Kräfte:

$$\text{Rückstellkraft des Thermokopfes: } F_{TK} = k_{TK} * s_{dyn,TK} \quad (75)$$

$$\text{Dämpfungskraft des Thermokopfes: } F_{D,TK} = d_{TK} * \dot{s}_{dyn,TK} \quad (76)$$

$$\text{Rückstellkraft der Feder: } F_F = k_F * s_{dyn,K} \quad (77)$$

$$\text{Dämpfungskraft der Feder und weiterer Dämpfungselemente: } F_D = d_F * \dot{s}_{dyn,K} \quad (78)$$

Als anregende, äußere Kräfte, auch Erregerkraft genannt, wirken die hoch- und niederdruckseitigen Kältemittelpulsationskräfte, welche als Summe von harmonischen Sinusanregungen mit der Amplitude der Kältemittelpulsation \hat{p}_i und der Erregerkreisfrequenz Ω_i beschrieben werden.

$$F_{KM,dyn,ND} = p_{dyn,ND}(t) * A_{M,eff} = \sum_{i=0}^n \hat{p}_{ND,i} * A_{M,eff} * \sin(\Omega_{ND,i}t) \quad (79)$$

$$F_{KM,dyn,HD} = p_{dyn,HD}(t) * A_K = \sum_{j=0}^n \hat{p}_{HD,j} * A_K * \sin(\Omega_{HD,j}t) \quad (80)$$

$A_{M,eff}$ Effektive Membranfläche, auf die die niederdruckseitige Druckpulsation wirkt

A_K Fläche der Kugel, auf die die hochdruckseitige Druckpulsation wirkt

Im Pkw-Kältekreislauf typischerweise eingesetzte TXV besitzen keine feste Verbindung zwischen Stößel, Kugel und Thermokopf. Aufgrund der angreifenden Kräfte werden die genannten Bauteile jedoch aneinander gedrückt, sodass davon ausgegangen wird, dass die dynamische Auslenkung der Thermokopfmembran $s_{dyn,TK}$ der negativen Auslenkung der Kugel $-s_{dyn,K}$ entspricht. Vereinfachend wird die Auslenkung fortan als s_{dyn} bezeichnet.

$$s_{dyn,TK} = -s_{dyn,K} = s_{dyn} \quad (81)$$

Die Bewegungsgleichung wird nach dem Prinzip von d'Alembert ermittelt und zur Beschreibung der Kräfte die Gleichungen (75)-(81) verwendet. Da die Masse der Feder gegenüber den weiteren schwingenden Massen nicht vernachlässigt werden kann, geht sie nach (Alonso und Finn 1967) mit einem Drittel ihrer Masse mit ein. Es ergibt sich folgende Bewegungsgleichung:

$$\begin{aligned} \ddot{s}_{dyn} + \frac{d_F + d_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H)}{m_{ers}} * \dot{s}_{dyn} + \frac{k_F + k_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H)}{m_{ers}} * s_{dyn} \\ = \frac{-\sum_{i=0}^n \hat{p}_{dyn,ND,i} * A_{M,eff} * \sin(\Omega_{ND,i}t) - \sum_{j=0}^n \hat{p}_{dyn,HD,j} * A_K * \sin(\Omega_{HD,j}t)}{m_{ers}} \end{aligned} \quad (82)$$

mit

$$m_{ers} = m_{TK} + m_M + m_{Stö} + m_K + \frac{1}{3}m_F. \quad (83)$$

Das hergeleitete dynamische Modell der Ventilschwingung im TXV ist ein lineares Modell, d. h., es gilt nur für kleine Schwingungen um die quasistationäre Ruhelage des Ventils herum. Das Modell beschreibt ein gedämpftes Feder-Masse-System, auf welches eine periodische Kraft, die Kältemitelpulsation wirkt. Die im Modell verwendete Federsteifigkeit k_{TK} zur Beschreibung des Thermokopfes wird nachfolgend hergeleitet.

7.3 Eigene Modellierung des Thermokopfes als Feder und Bestimmung der Federsteifigkeit

Um die Dynamik des Thermokopfes zu beschreiben, wird dieser als Gas-/Hydraulikfeder abgebildet und die Federsteifigkeit hergeleitet. Die Federsteifigkeit k gibt an, welcher Federweg ds aus einer auf die Feder wirkenden Kraft dF resultiert (Mertens et al. 2014, G51):

$$dF = k * ds \quad (84)$$

Das Prinzip von Gasfedern beruht auf der Kompressibilität des in der Feder befindlichen Gases (Mertens et al. 2014, G62). Die isentrope und isotherme Kompressibilität κ_s bzw. κ_T eines Fluids (Watter 2017, S. 9) sind definiert als

$$\kappa_s = -\frac{1}{v} * \left(\frac{dv}{dp} \right)_s \quad \text{bzw.} \quad \kappa_T = -\frac{1}{v} * \left(\frac{dv}{dp} \right)_T. \quad (85)$$

Die Art der Zustandsänderung wird später diskutiert. Häufig wird auch der Kompressionsmodul K (engl.: *Bulk modulus*) verwendet, welcher der Kehrwert der Kompressibilität ist (Watter 2017, S. 9).

$$K = \frac{1}{\kappa} \quad (86)$$

Um das Verhalten des Thermokopfes als Hydraulik-/Gasfeder zu beschreiben, wird die Federsteifigkeit des Thermokopfes zunächst unter Vernachlässigung der Membraneigenschaften hergeleitet. Eine schematische Darstellung einer Gasfeder bzw. des Thermokopfes ist in Abbildung 44 dargestellt. Es wird ein durch einen beweglichen, reibungsfreien Kolben geschlossener Zylinder bzw. ein beliebiges Volumen, ähnlich dem eines Thermokopfes, betrachtet. Das Volumen ist mit einem Fluid gefüllt.

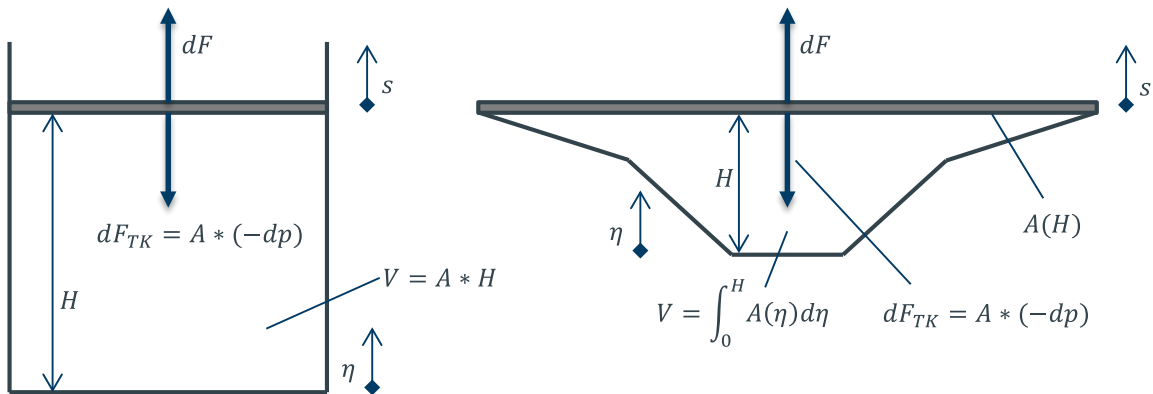


Abbildung 44: Schematische Darstellung einer Hydraulik-/Gasfeder in Form a) eines Zylinders und in Form b) einer Figur aus zwei Kegelstümpfen zur Annäherung der Geometrie des Thermokopfes. Die Membran wird als verschiebbarer Kolben dargestellt. Auf den Kolben wirkt eine infinitesimal kleine Kraft dF , welche die Gasfeder auf Zug belastet. Die Federkraft dF_{TK} wirkt der Kraft dF entgegen.

Das in Abbildung 44 dargestellte System hat ein Innenvolumen von

$$\text{Zylinder: } V(\eta = H) = A * H; \quad \text{allgemein: } V(\eta = H) = \int_0^H A(\eta) d\eta \quad (87)$$

Es ist im thermischen und mechanischen Gleichgewicht. Dann wirkt auf den Kolben eine infinitesimal kleine Zugkraft dF (Federkraft wird in Zugrichtung positiv gezählt), welche das im Zylinder

befindliche Fluid expandiert, den Kolben um den Weg ds aus seiner Ruhelage H auslenkt und so den Innendruck des im Zylinder befindlichen Fluids um $-dp$ absenkt.

$$dF = -A * dp \quad (88)$$

Die Druckabsenkung des Fluids ist dabei abhängig von dessen Kompressibilität. Gleichung (85) zur Beschreibung der Kompressibilität wird nach dp aufgelöst und in Gleichung (88) eingesetzt. Damit ergibt sich:

$$dF = A * \frac{1}{V * \kappa} dV \quad (89)$$

Die Volumenänderung des Fluids dV ist gleich der geometrischen Volumenänderung des Zylinderinnenvolumens nach Gleichung (87), sodass sich Gleichung (89) für den Zylinder umformen lässt zu

$$dF = A * \frac{1}{AH * \kappa} d(A\eta) = \frac{A}{H * \kappa} d\eta \quad (90)$$

bzw. allgemein zu

$$dF = A * \frac{1}{V(\eta = H) * \kappa} dV(\eta) = A * \frac{1}{V(\eta = H) * \kappa} * \frac{\partial V(\eta = H)}{\partial \eta} * d\eta = \frac{A}{\kappa} * \frac{V'(H)}{V(H)} * d\eta. \quad (91)$$

Mit $d\eta = ds$ ergibt sich die Federsteifigkeit damit zu

$$\text{Zylinder: } \frac{dF}{d\eta} = \frac{A}{H * \kappa} = k; \quad \text{allgemein: } \frac{dF}{d\eta} = \frac{A}{\kappa} * \frac{V'(H)}{V(H)} = k. \quad (92)$$

Die Kompressibilität von Fluiden wird zwischen isothermer und adiabat isentroper Kompressibilität unterschieden. Im Hinblick auf den Thermokopf ist zwischen folgenden Fällen zu unterscheiden:

Fall 1: Es findet eine quasistatische Druckerhöhung oder -absenkung des Kältemittels auf der Niederdruckseite statt, z. B. aufgrund der Regelung des Niederdrucks durch den Verdichter. Die auf den Thermokopf wirkende Druckkraft verändert sich nur langsam, d. h. im Falle einer periodischen Kraft geht deren Erregerkreisfrequenz $\Omega \rightarrow 0$. Die Verdichtung des Mediums im Steuerkopf erfolgt langsam, sodass ein Wärmeübergang zwischen der Steuerfüllung und dem Kältemittel stattfindet. Der Vorgang kann als isotherm beschrieben werden.

Fall 2: Für den Fall einer akustischen Anregung, d. h. die Erregerkreisfrequenz $\Omega \rightarrow \infty$, ist der Druckwechsel in der Steuerfüllung schnell gegenüber thermischen Ausgleichsvorgängen, d. h. ein Wärmeübergang findet nicht statt (siehe Kapitel 2.1.1). Die Kompression der Steuerfüllung ist somit adiabat isentrop.

Um das dynamische Verhalten des Thermokopfes zu modellieren, ist folglich die isentrope Kompressibilität zu verwenden. Um hingegen quasistationäre Regelvorgänge des Ventils zur Überhitzungsregelung abzubilden, ist die isotherme Kompressibilität heranzuziehen. Ein dynamisches Modell des Thermokopfes zur Beschreibung des Übertragungsverhaltens infolge von Druckpulsati-

onen des Kältemittels unterscheidet sich damit von den herkömmlichen Modellen zur Beschreibung der quasistationären Überhitzungsregelung. Dies wurde in Kapitel 7.1 bereits kurz erläutert. Die Federsteifigkeit des Thermokopfes bei dynamischer Anregung durch Pulsationen des Kältemittels wird damit beschrieben durch:

$$\text{Zylinder: } k = \frac{A}{H * \kappa_s}; \quad \text{allgemein: } k = \frac{A}{\kappa_s} * \frac{V'(\eta = H)}{V(\eta = H)} \quad (93)$$

Es ist anzumerken, dass die Federsteifigkeit des Thermokopfes damit von der isentropen Kompressibilität der Steuerfüllung κ_s , der geometrischen Höhe H des Thermokopfes und der Membranfläche A abhängt. Somit haben zum einen das Gemisch der Steuerfüllung und ihr thermodynamischer Zustand einen Einfluss auf die Dynamik, zum anderen hat auch die geometrische Gestaltung des Thermokopfes und die Auslenkung der Membran, welche die Höhe H verändert, einen Einfluss auf das dynamische Verhalten des Thermokopfes. Die Größen A und H sowie die Zusammensetzung der Steuerfüllung sind somit bauteilabhängige Faktoren des TXVs, welche ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches beeinflussen.

Nicht berücksichtigt bleiben in der obigen Herleitung der Federsteifigkeit des Thermokopfes die dynamischen Eigenschaften der Membran. Diese besitzt ein nichtlineares Biegeverhalten (Aguilar 2009, S. 29). Ihre Federsteifigkeit hängt somit vom Ventilhub bzw. der Auslenkung der Membran ab. Insbesondere im Bereich des minimalen bzw. maximalen Ventilhubs treten nichtlineare Effekte auf (Aguilar 2009, 29f.). Da die geometrische Gestaltung der Membran und ihre dynamischen Eigenschaften jedoch je nach TXV-Bauart variieren und herstellerabhängig sind, ist sie nicht Gegenstand dieser Arbeit. Im Anwendungsfall kann sie jedoch z. B. durch eine FEM-Analyse berücksichtigt werden. Die Vernachlässigung der Membran ist für diese Arbeit ausreichend, da es Ziel der nachfolgenden Betrachtungen ist, Tendenzen und Einflüsse der Betriebsbedingungen des Kältekreislaufes bzw. des niederdruckseitigen Kältemittelzustandes auf die Steuerfüllung und damit auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches aufzuzeigen.

7.4 Einfluss der Steuerfüllung auf die Federsteifigkeit des Thermokopfes

Im Thermokopf ist meist ein Zweiphasenfluid oder ein Gemisch aus Zweiphasenfluid und einem Inertgas (Aguilar 2009, S. 30). Die Komponenten und das Mischungsverhältnis sind in der Regel nur dem Hersteller bekannt. In dieser Arbeit wird daher stellvertretend das Kältemittel R134a als mögliches Zweiphasenfluid in der Steuerfüllung betrachtet, um Tendenzen des Einflusses des thermodynamischen Zustandes der Thermokopffüllung aufzuzeigen. Der Einfluss des Inertgases wird ebenso kurz diskutiert. Um den Einfluss auf die Federsteifigkeit und die isentrope Kompressibilität der Thermokopffüllung zu erläutern, werden die Gleichungen (85), (86) und (93) herangezogen. Die Kompressibilität κ eines zweiphasigen Fluids, beträgt sowohl für zwei homogen durchmischte als für zwei voneinander separierte Phasen (Van Dijk, P. J. 2005, S. 19, 22):

$$\kappa = \alpha * \kappa_V + (1 - \alpha) * \kappa_L \quad (94)$$

Für den isentropen Kompressionsmodul der jeweiligen Phase (Index i) gilt (Van Dijk, P. J. 2005, S. 18):

$$\frac{1}{\kappa_{s,i}} = \rho_i * c_i^2 \quad (95)$$

Die isentrope Kompressibilität κ_s von R134a, hier stellvertretend als mögliche Steuerfüllung betrachtet, in Abhängigkeit des Dampfgehalts α wird mit Hilfe der Gleichungen (94) und (95) und Stoffdaten für R134a im einphasigen Zustand berechnet. Sie ist für verschiedene Verdampfungstemperaturen in Abbildung 45 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass je geringer der Volumendampfgehalt, desto geringer wird auch die isentrope Kompressibilität κ_s des zweiphasigen Fluids. Bei konstantem Volumendampfgehalt und steigender Verdampfungstemperatur nimmt die isentrope Kompressibilität κ_s ebenso ab.

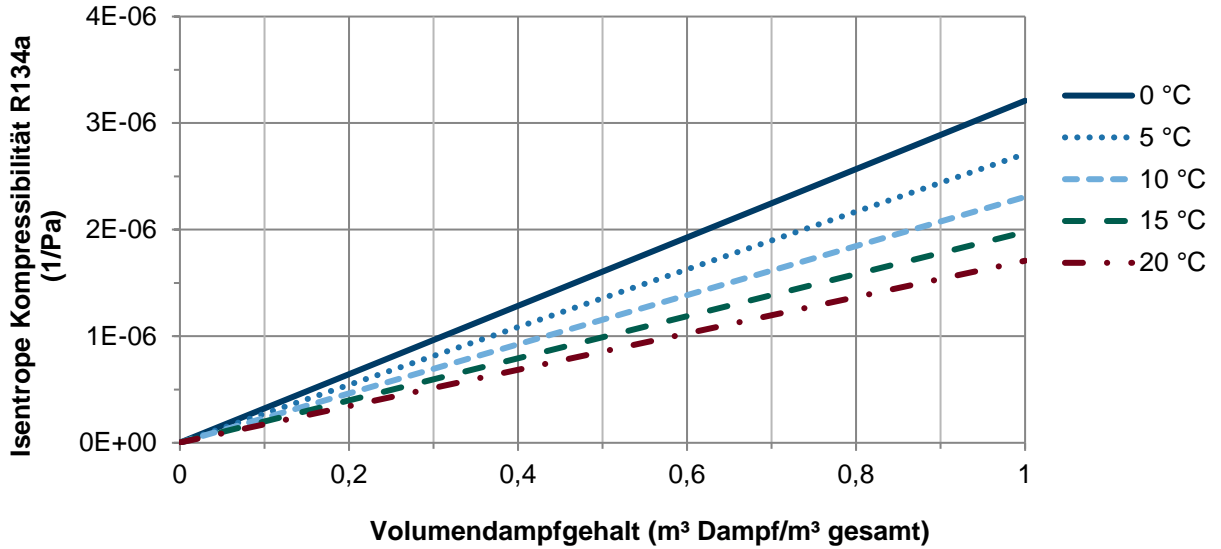


Abbildung 45: Isentrope Kompressibilität von R134a in Abhängigkeit des Volumendampfgehalts und der Verdampfungstemperatur.

Sofern ein Inertgas in der Steuerfüllung des Thermokopfes enthalten ist, ist auch dessen isentrope Kompressibilität zu berücksichtigen. Das Inertgas wird mittels der Gleichung für ideale Gase (Index: IG) beschrieben (Weigand et al. 2016, S. 55):

$$p_{IG} V_{TK} = m_{IG} R_{IG} T_{IG} \quad (96)$$

Mit Hilfe von Gleichung (96) und der isentropen Zustandsbeziehung (umgeformt nach Weigand et al. 2016, S. 57)

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{v_0}{v} \right)^\gamma \quad \text{mit } \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (97)$$

oder den Gleichungen (10) und (11) lässt sich die isentrope Kompressibilität eines idealen Gases ableiten. Diese beträgt

$$\kappa_s = \frac{1}{\gamma p} \quad (98)$$

und die isotherme Kompressibilität (Weigand et al. 2016, S. 53–55)

$$\kappa_T = \frac{1}{p}. \quad (99)$$

Hieraus lässt sich für das Inertgas folgern, dass mit zunehmendem Druck, welcher sich bei konstantem Volumen proportional zur Temperatur verhält, sowohl die isentrope als auch die isotherme Kompressibilität des Inertgases abnehmen.

Es lässt sich somit zusammenfassen, dass mit steigender Temperatur und bei sinkendem Dampfgehalt der Steuerfüllung, die Kompressibilität des Zweiphasenfluids abnimmt ebenso wie die Kompressibilität des Inertgases. Je geringer die Kompressibilität der Steuerfüllung, desto größer die Federsteifigkeit des Thermokopfes, siehe auch Gleichung (93). Hinzu kommt, dass die Federsteifigkeit des Thermokopfes, beschrieben durch Gleichung (93) auch abhängig vom Ventilhub bzw. der Höhe H des Innenvolumens ist. Je weiter das Ventil geschlossen ist, desto geringer ist das Thermokopffinnenvolumen und desto geringer wird die Höhe H (Distanz zwischen Membran und Thermokopfgehäuse). Je geringer H , desto größer wird die Federsteifigkeit des Thermokopfes k_{TK} . Es ist weiter zu berücksichtigen, dass je weiter geschlossen das Ventil ist bei gleicher Verdampfungstemperatur der Steuerfüllung, desto geringer ist der Dampfvolumentgehalt in der Steuerfüllung. Die Kompressibilität des Zweiphasenfluids in der Steuerfüllung sinkt, wodurch die Federsteifigkeit des Thermokopfes zunimmt. Hieraus lässt sich somit für das Betriebsverhalten des Thermokopfes zusammenfassen, dass je höher die Temperatur der Thermokopffüllung und desto geringer der Ventilhub, desto steifer verhält sich der Thermokopf als Feder. Die Auswirkung eines steiferen Thermokopfes auf Amplituden- und Phasengang des TXVs wird nachfolgend erläutert.

7.5 Amplituden- und Phasengang des Ventilmechanismus bei erzwungener Schwingung

Betrachtet wird ein gedämpftes Feder-Masse-System, auf das eine periodische Erregerkraft mit der Amplitude b und einer Erregerkreisfrequenz Ω wirkt. Hieraus folgt eine gedämpfte, erzwungene Schwingung der Masse, die durch die Differentialgleichung

$$\ddot{s}_{dyn} + 2D\omega_0\dot{s}_{dyn} + \omega_0^2 s_{dyn} = \frac{b}{m} * \sin(\Omega t) \quad (100)$$

mit dem Dämpfungsmaß D und der Eigenkreisfrequenz ω_0 beschrieben wird (Lackmann und Villwock 2014, S. B41; Ostermeyer und Morgeneyer 2007, S. 204–224). Daraus folgt für die

erzwungene Schwingung der Ventilmechanik und des Thermokopfes aufgrund der anregenden Kältemittelpulsation durch Vergleich von Gleichung (82) mit (100), dass für die ungedämpfte Eigenkreisfrequenz $\omega_{0,TV}$ der Ventilmechanik und des Thermokopfes gilt

$$\omega_{0,TV} = \sqrt{\frac{k_F + k_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H)}{m_{ers}}} \quad (101)$$

und das Dämpfungsmaß D beträgt

$$D_{TV} = \frac{d_F + d_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H)}{2m_{ers} * \omega_{0,TV}} = \frac{d_F + d_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H)}{2 * \sqrt{m_{ers} * (k_F + k_{TK}(p_{TK}, T_{TK}, H))}} \quad (102)$$

Für die gedämpfte Kreisfrequenz ω_d ergibt sich somit

$$\omega_{d,TV} = \sqrt{(1 - D^2)} * \omega_{0,TV}. \quad (103)$$

Als Lösung der Differentialgleichung der erzwungenen, gedämpften Schwingung (Gleichung (82) bzw. (100)) ergibt sich eine Überlagerung von harmonischer Eigenschwingung und harmonischer Erregerschwingung, wobei die gedämpfte Eigenschwingung mit der Zeit abklingt (Lackmann und Villwock 2014, S. B41; Ostermeyer und Morgeneyer 2007, S. 204–224). Nach dem Abklingen des Einschwingvorgangs schwingt das Feder-Masse-System mit erzwungener Schwingung

$$s_{dyn}(t) = \sum_{i=0}^n \hat{s}_i * \sin(\Omega_{ND,i}t + \varphi_i) + \sum_{j=0}^n \hat{s}_j * \sin(\Omega_{HD,j}t + \varphi_j) \quad (104)$$

bzw. vereinfacht dargestellt für nur eine Sinusfunktion als Anregung

$$s_{dyn}(t) = \hat{s} \sin(\Omega_{ND}t + \varphi). \quad (105)$$

mit einer Amplitude \hat{s} und einer Phasenverschiebung φ gegenüber der Erregerschwingung. Für die Amplitude der Ventilschwingung in Abhängigkeit der Erregerfrequenz Ω , auch Amplitudengang genannt, ergibt sich somit übertragen auf das System Thermokopf und Ventilmechanik:

$$\begin{aligned} \hat{s}(\Omega_{ND}) &= \frac{\hat{p}_{dyn,ND} * A_{M,eff}}{m_{ers} * \sqrt{(\omega_{0,TV}^2 - \Omega_{ND}^2)^2 + 2D_{TV}\Omega_{ND}^2}} \\ &= \frac{\hat{p}_{dyn,ND} * A_{M,eff}}{m_{ers} * \sqrt{\left(\left(\frac{k_F + k_{TK}}{m_{ers}}\right)^2 - \Omega_{ND}^2\right)^2 + \left(\frac{\Omega_{ND} * (d_F + d_{TK})}{m_{ers}}\right)^2}} \end{aligned} \quad (106)$$

Für die Phasenverschiebung oder auch Phasengang genannt folgt:

$$\varphi(\Omega_{ND}) = \arctan\left(\frac{2D_{TV}\Omega_{ND}}{\omega_0^2 - \Omega_{ND}^2}\right) = \arctan\left(\frac{(d_F + d_{TK}) * \Omega_{ND}}{(k_F + k_{TK}) - m_{ers} * \Omega_{ND}^2}\right) \quad (107)$$

Der Amplituden- und Phasengang der Ventilmechanik und des Thermokopfes in Abhängigkeit der Erregerfrequenz Ω sind nach den Gleichungen (106) und (107) in Abbildung 46 dargestellt. Für die Amplitude ist zu berücksichtigen, dass diese für kleine Erregerfrequenzen Ω , für die aber dennoch eine ungefähr isentrope Kompression des Thermokopfes angenommen werden kann, gegen

$$\hat{s} = \frac{\hat{p}_{dyn,ND} * A_{M,eff}}{k_F + k_{TK,isentrop}(p_{TK}, T_{TK}, H)} = \hat{s}_{quasi,s} \quad (108)$$

läuft. Dieser Wert ist unter Umständen nur ein theoretischer, da er bedingt, dass die Erregerfrequenz Ω sehr klein ist, dennoch aber eine isentrope Kompression des Thermokopfes stattfindet.

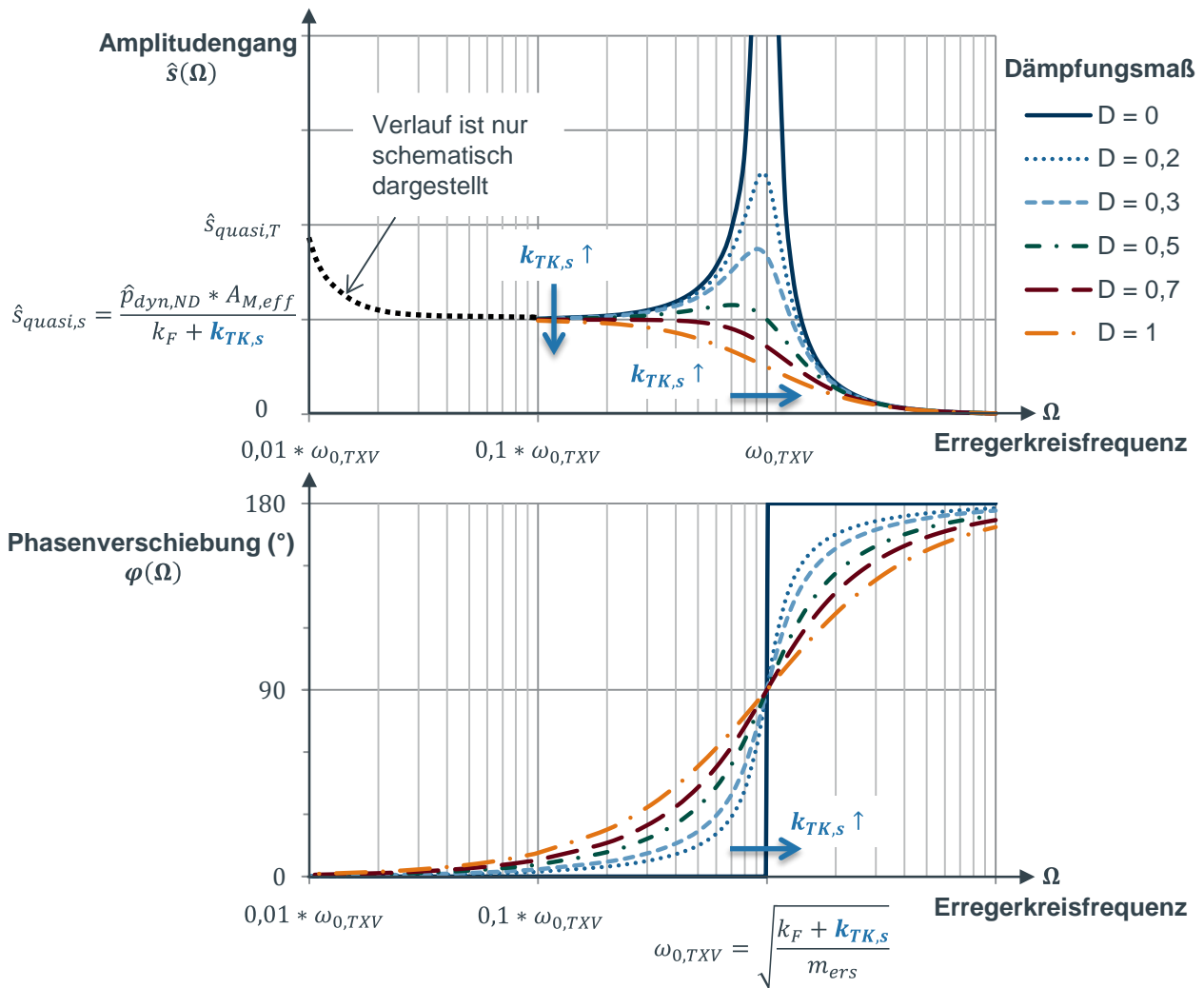


Abbildung 46: Schematische Darstellung von Amplituden- und Phasengang der erzwungenen Schwingung des TXVs in Abhängigkeit der Erregerkreisfrequenz und des Dämpfungsmaßes. Schwingweg und Eigenkreisfrequenz des TXVs hängen von der Federsteifigkeit des Thermokopfes ab. Nimmt die Federsteifigkeit des Thermokopfes durch eine erhöhte Thermokopf Temperatur und einen geringen Ventilhub zu, verschiebt sich die Eigenkreisfrequenz des TXVs hin zu höheren Frequenzen. Ein trompetenartiges Geräusch kann nur auftreten, wenn die Phasenverschiebung gering ist.

Je nach Gestaltung des Thermokopfes findet jedoch ein Wärmeübergang zwischen der Füllung und der Umgebung bzw. dem Kältemittel statt. Wie in Kapitel 7.3 bereits hergeleitet, ist für $\Omega \rightarrow 0$ daher die isotherme anstatt der isentropen Kompressibilität zur Berechnung der Federsteifigkeit zu verwenden, sodass

$$\lim_{\Omega \rightarrow 0} \hat{s} = \frac{\hat{p}_{dyn,ND} * A_{M,eff}}{k_F + k_{TK,isotherm}(p_{TK}, T_{TK}, H)} = \hat{s}_{quasi,T} \quad (109)$$

Der Verlauf des Amplitudengangs beim Übergang von isentroper zu isothermer Kompression ist in Abbildung 46 qualitativ angedeutet. Der genaue Verlauf ist bei Bedarf noch zu untersuchen. Abbildung 46 zeigt, dass für den Bereich $\Omega < \omega_{0,TV}$ die Phasenverschiebung bei 0 bis 90° liegt. Je geringer das Dämpfungsmaß, desto geringer ist auch die Phasenverschiebung in diesem Bereich. Entsprechend der in Kapitel 5.2 entwickelten These, kann das trompetenartige Geräusch nur in diesem Bereich auftreten, wenn Anregungspulsation und Ventilschwingung (nahezu) in Phase sind. Zudem ist in Abbildung 46 der Einfluss der Federsteifigkeit des Thermokopfs auf das dynamische Übertragungsverhalten des TXVs gekennzeichnet. Je steifer sich der Thermokopf verhält, desto steifer verhält sich auch das Gesamtsystem, d. h. die Eigenfrequenz des Ventils erhöht sich. Gleichzeitig reduziert sich die Schwingamplitude und damit letztlich auch die Größe des Druckstoßes im Bereich $\Omega < \omega_{0,TV}$. Wie dies das trompetenartige Geräusch beeinflusst, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

7.6 Eigenkreisfrequenzen des Ventilmechanismus und des Rohres

Damit das trompetenartige Geräusch auftreten kann, muss die Erregerkreisfrequenz der Eigenkreisfrequenz der Rohrleitung vor dem TXV entsprechen.

$$\Omega = \omega_{0,Ro} = 2\pi * f_{Ro} = 2\pi \frac{c}{4L_{Ro}} \quad (110)$$

Es ist zu berücksichtigen, dass die Eigenkreisfrequenz der Rohrleitung von der Schallgeschwindigkeit des Kältemittels abhängig ist und damit veränderlich ist. Die Eigenkreisfrequenz des TXVs ist ebenso veränderlich. Je nach Betriebsbedingungen kann die Eigenkreisfrequenz des TXVs somit größer oder kleiner sein als die Rohreigenkreisfrequenz. Dies beeinflusst die Phasenlage und damit ein Auftreten eines trompetenartigen Geräusches. Es müssen daher folgende Fälle unterschieden werden:

Fall 1: $\Omega = \omega_{0,Ro} < \omega_{0,TV}$, $\varphi \approx 0$

Die niederdruckseitige Anregungspulsation und die Schwingung des Ventilmechanismus sind in Phase. Der durch die Ventilbewegung entstehende Druckstoß ist in Phase mit der Bewegung der Kugel. Dadurch sind Druckstoß und Anregungspulsation in Phase und können sich überlagern. Ist der reflektierte Druckstoß ausreichend groß, dominiert er als Anregung gegenüber den niederdruckseitigen Kältemittelpulsationen. Das System schaukelt sich

auf, wenn Druckstoß/Anregung und Ventilbewegung in Phase sind, das trompetenartige Geräusch tritt auf.

Je kleiner die Differenz zwischen Rohreigenfrequenz und der Eigenfrequenz des Ventils wird, desto größer wird die Phasenverschiebung. Dieser Effekt wird durch eine größere Dämpfung zusätzlich verstärkt. Die größere Dämpfung reduziert zudem den Anstieg der Amplitude im Resonanzfall, wodurch direkt die Größe des Druckstoßes reduziert wird. Je größer die Phasenverschiebung ist, desto unwahrscheinlicher wird ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches.

Fall 2: $\Omega = \omega_{0,Ro} > \omega_{0,TV}, \quad \varphi > \frac{\pi}{2}$

Die Ventilbewegung folgt der Anregung nur phasenversetzt und zudem mit geringer Amplitude. Die Anregung erfolgt zu Beginn noch niederdruckseitig, sodass die niederdruckseitige Anregung und die Ventilbewegung phasenversetzt sind. Prinzip bedingt sind die Ventilbewegung und der auf der Hochdruckseite resultierende Druckstoß allerdings in Phase. Sobald der reflektierte Druckstoß groß genug ist, um die Anregung hochdruckseitig gegenüber der Niederdruckseite zu dominieren, folgt die hochdruckseitig angeregte Ventilbewegung jedoch phasenversetzt und ruft einen Druckstoß hervor, der somit phasenversetzt zum anregenden Druckstoß ist. Diese tilgen sich gegenseitig. Ein trompetenartiges Geräusch tritt nicht auf.

Die veränderliche Rohr-Eigenkreisfrequenz und die veränderliche TXV-Eigenkreisfrequenz sind in Abbildung 47 für den Fall 2 dargestellt.

Um ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches zu vermeiden, ist bei der Auslegung entsprechend darauf zu achten, dass die Eigenkreisfrequenz des Ventils auch im Bereich hoher Drücke und Temperaturen der Steuerfüllung bzw. des Kältemittels an der Rückführstelle unterhalb der Rohreigenkreisfrequenz liegt. Die Rohreigenkreisfrequenz sinkt mit steigender Temperatur des flüssigen Kältemittels vor dem TXV-Eintritt. Wichtige Auslegungsgrößen des TXVs sind, wie in Kapitel 7.3 bereits erläutert, die Membranfläche A , die Thermokopfhöhe $H(s)$ und die Steuerfüllung sowie die Federsteifigkeit der Feder und die Masse der schwingenden Teile des TXVs. Um dem Auftreten eines trompetenartigen Geräusches entgegen zu wirken, kann zudem der Phasengang für Erregerfrequenzen unterhalb der Ventileigenfrequenz durch eine hohe Dämpfung erhöht werden. Diese Schlussfolgerung deckt sich mit der eingangs im Stand der Wissenschaft bereits erwähnten und von Thawani et al. 2013 beschriebenen technischen Lösung, durch den Einsatz einer Reibscheibe ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches zu vermeiden.

Um den soeben erläuterten Einfluss der Ventileigenfrequenz experimentell zu stützen, wurde im Rahmen dieser Arbeit versucht, die Eigenkreisfrequenz des in der experimentellen Untersuchung genutzten TXV messtechnisch zu erfassen. Dazu wurde das TXV aus dem Kältekreislauf ausgebaut und die Stellschraube mit einer Bohrung versehen, um die Schwingung der Ventilkugel mittels eines Laservibrometers aufzuzeichnen, wie in Abbildung 48 im Anhang dargestellt. Die Messung mittels Laser-Vibrometrie bietet den Vorteil berührungslos zu sein und so die Dynamik des TXVs

nicht zu beeinflussen. Das TXV wurde dazu mit dem Thermokopf nach unten in ein temperiertes Wasser-Glykol-Bad gehängt, die Rückführstelle des TXVs wurde an eine Stickstoffflasche angeschlossen. So konnten über die Rückführstelle des TXVs eine definierte Temperatur und ein definierter Druck auf den Thermokopf aufgeprägt werden. Die Anregung auf das Ventil wurde zum einen mittels Impulshammer, zum anderen über ein An- bzw. Absenken des Stickstoffdruckes, d. h. Öffnen und Schließen des TXVs, erreicht. Die Geschwindigkeit der Ventilkugel wurde gemessen. Die Spektralanalyse des Messsignals hat jedoch ergeben, dass die Ventilbewegung von starkem (Mess-)Rauschen und von außen auf das System wirkenden Vibrationen überlagert wurde, sodass eine messtechnische Erfassung der Eigenkreisfrequenz des TXVs für diese Arbeit leider nicht gelungen ist. Aus diesem Grund wurde die Änderung der Federsteifigkeit des Thermokopfes in Abhängigkeit des thermodynamischen Zustands der Steuerfüllung theoretisch hergeleitet.

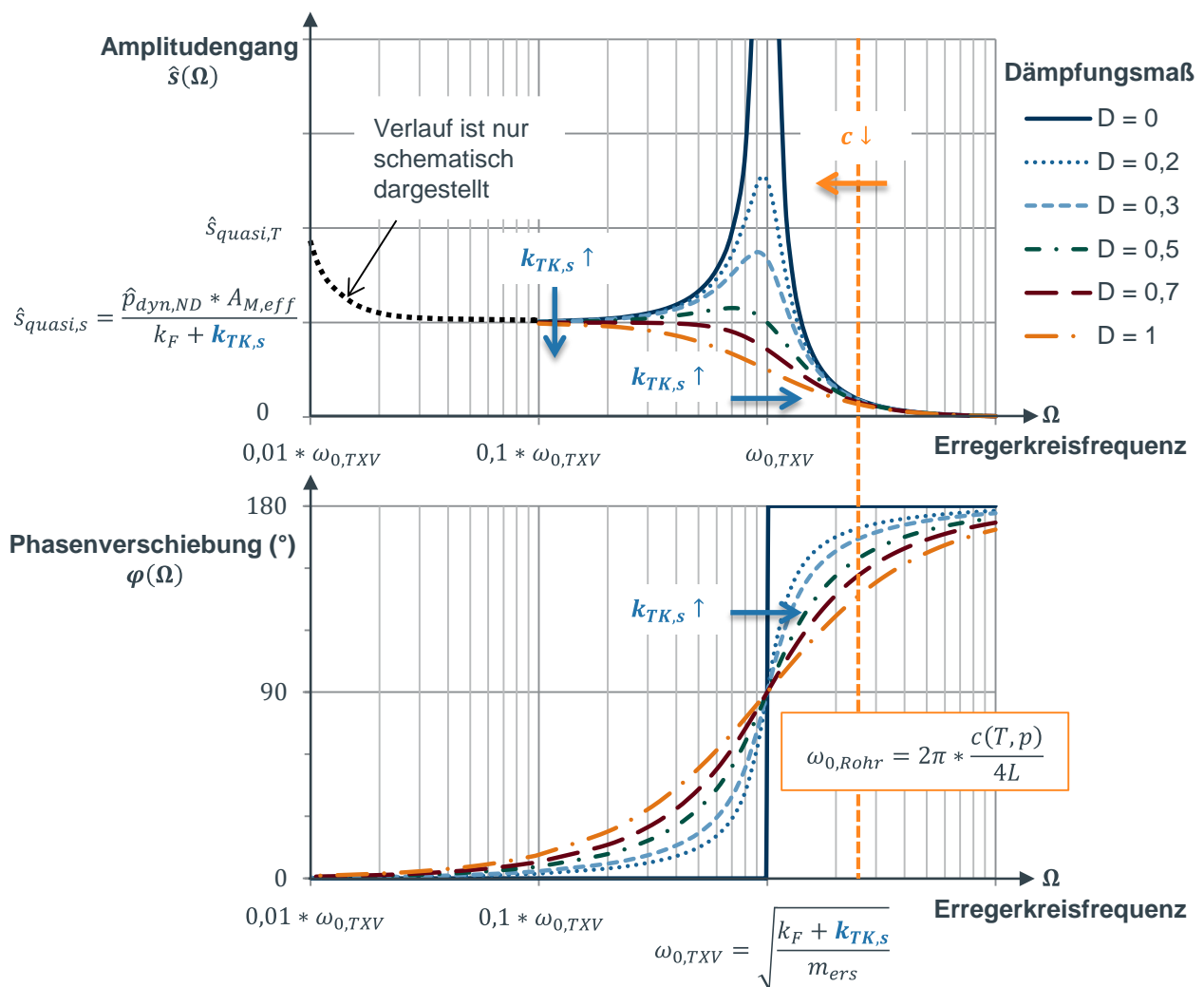


Abbildung 47: Die Eigenkreisfrequenz des Rohres vor dem TXV-Eintritt sinkt mit abnehmender Schallgeschwindigkeit des flüssigen Kältemittels bei steigenden Kältemitteltemperaturen. Die Eigenkreisfrequenz des TXVs steigt mit zunehmender Federsteifigkeit des Thermokopfes, welche mit geringerem Ventilhub und steigender Thermokopf-temperatur zunimmt. Für den dargestellten Fall ist die Kreisfrequenz des Rohres größer als die des TXVs. Es tritt kein trompetenartiges Geräusch auf.

7.7 Vergleich mit den Beobachtungen aus der experimentellen Untersuchung und Fazit

Die experimentelle Untersuchung des niederdruckseitigen Kältemittelzustands zu Beginn des trompetenartigen Geräusches in Kapitel 5.4.3 hat ergeben, dass das trompetenartige Geräusch insbesondere bei hohen Drücken und Temperaturen des Kältemittels auf der Niederdruckseite auftrat, siehe hierzu auch nochmals Abbildung 38. Die Drücke und Temperaturen des Kältemittels liegen im oberen bzw. teilweise sogar schon oberhalb des im Pkw-typischen Betriebsbereichs einer Kälteanlage. Aus dem Zustand des Kältemittels an der Rückführstelle lässt sich nicht eindeutig auf den Zustand der Thermokopffüllung schließen, da instationäre Zustände erfasst wurden. Dennoch legt die Versuchsbeobachtung nahe, dass auch Temperatur und Druck der Steuerfüllung zu Beginn des trompetenartigen Geräusches eher im oberen Pkw-typischen Betriebsbereich liegen. Je höher die Temperatur der Steuerfüllung, so geringer sind die isentrope Kompressibilität des Zweiphasenfluids und des Inertgases in der Steuerfüllung. Je geringer die isentrope Kompressibilität, desto größer ist die Federsteifigkeit des Thermokopfes, vgl. Gleichung (93), und desto größer ist die Eigenkreisfrequenz des TXVs, vgl. Gleichung (101). Die Versuchsbeobachtung legt also nahe, dass das trompetenartige Geräusch häufiger aufgetreten ist, wenn die Eigenkreisfrequenz des TXVs erhöht war.

Gleichzeitig hat die experimentelle Untersuchungen des Kältemittelzustands hochdruckseitig vor dem TXV-Eintritt in Kapitel 5.4 gezeigt, dass das trompetenartige Geräusch vermehrt bei hohen Temperaturen und Drücken des Kältemittels und damit verbundenen geringeren Schallgeschwindigkeiten auftrat. Wie in Kapitel 6.3 bereits diskutiert, reduziert dies die Größe des Druckstoßes im flüssigen Kältemittel. Neben der Größe des Druckstoßes sinkt jedoch auch die Eigenkreisfrequenz des Rohres mit abnehmender Schallgeschwindigkeit, wie in Abbildung 47 veranschaulicht. Die Versuchsbeobachtung legt also nahe, dass das trompetenartige Geräusch häufiger aufgetreten ist, wenn die Eigenkreisfrequenz des Rohres gering war.

Die Versuchsergebnisse aus Kapitel 5.4 bestätigen somit den Einfluss der Eigenkreisfrequenzen von TXV und Rohrleitung auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches, wonach ein trompetenartiges Geräusch bei geringer Dämpfung des TXVs erst auftreten kann, wenn die Rohreigenkreisfrequenz unterhalb der TXV-Eigenkreisfrequenz liegt und die Phasenverschiebung gering ist. Die in Kapitel 5 aufgestellte These zur Entstehung des trompetenartigen Geräusches konnte somit durch weitere theoretische Herleitungen in den Kapiteln 6 und 7 und dem Vergleich mit den Versuchsbeobachtungen nach Kapitel 5.4 gestützt werden.

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In Pkw-Kältekreisläufen mit thermostatischem Expansionsventil (TXV) können unter bestimmten Betriebsbedingungen trompetenartige Geräusche auftreten. Das Auftreten dieser trompetenartigen Geräusche ist nach Stand der Wissenschaft bekannt, die Geräuschenstehung und Geräuschursache sind jedoch bisher unbekannt gewesen. Diese Arbeit hat einen Betrag zur Wissenschaft geleistet, indem die Geräuschenstehung von trompetenartigen Geräuschen bedingt durch das TXV sowie die betrieblichen und bauteilbedingten Einflussfaktoren, die ein Auftreten des Geräusches begünstigen, umfassend untersucht und beschrieben wurden.

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst der Stand der Wissenschaft im Bereich Akustik im Pkw-Kältekreislauf dargelegt. Es konnten verschiedene Geräuschphänomene aus dem Kältekreislauf von Pkw identifiziert werden, wie Verdichter- und Expansionsgeräusche, welche sich jedoch von dem trompetenartigen Geräusch deutlich unterscheiden. Weiterhin wurden die akustischen Eigenschaften der Komponenten im Kältekreislauf nach Stand der Wissenschaft erläutert.

Zur Charakterisierung des trompetenartigen Geräusches wurde eine experimentelle Untersuchung in einem Versuchsfahrzeug durchgeführt. Die Vorgehensweise zur Erzeugung des Geräusches wurde erläutert. Die Untersuchung hat ergeben, dass es sich bei dem trompetenartigen Geräusch um ein tonales, motordrehzahlunabhängiges Geräusch mit veränderlicher Grundfrequenz und ausgeprägten ganzzahligen Harmonischen handelt. Hieraus wurde die These abgeleitet, dass das trompetenartige Geräusch durch eine stehende $\frac{1}{4}$ -Welle in der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt, auch longitudinale Mode genannt, verursacht wird. Dies konnte durch weiterführende experimentelle Untersuchungen bestätigt werden. Die Frequenz des trompetenartigen Geräusches ist demnach abhängig von der Rohrlänge und der Schallgeschwindigkeit des Kältemittels im Rohr.

Für die Entstehung des trompetenartigen Geräusches konnte folgender Mechanismus hergeleitet werden: Durch den Verdichter bedingte Kältemittelpulsationen breiten sich über das Kältemittel sowohl hoch- als auch niederdruckseitig bis zum TXV aus. Dort bewirken sie eine pulsierende Kraft auf den Verstellmechanismus des TXVs sowohl über die niederdruckseitige Membran des Thermokopfes als auch über die hochdruckseitige Kugel des Ventils. Es konnte experimentell festgestellt werden, dass diese Anregung des TXVs durch die Kältemittelpulsation bedingt durch den Verdichter hauptsächlich über die Niederdruckseite und die Membran des Thermokopfes erfolgt. Der Verstellmechanismus des TXVs und die Thermokopfmembran werden dadurch in Schwingung versetzt. Dies führt zu einer Schwingung der Ventilkugel um ihre eigentliche Ruhelage herum und damit verbunden zu einem sich periodisch ändernden Drosselquerschnitt. Hierdurch wird das Kältemittel auf der Hochdruckseite vor dem TXV periodisch verzögert und es kommt zu einem Druckstoß aufgrund des plötzlichen (Teil-)Verschlusses des Ventils. Der Druckstoß setzt sich entgegen der Strömungsrichtung in der Hochdruckleitung vor dem TXV fort bis er an einem

akustischen Impedanzsprung reflektiert wird. Für den untersuchten Kältekreislauf wurde der Impedanzsprung durch einen Querschnittssprung in der Kältemittelleitung am Übergang zum Inneren Wärmeübertrager verursacht. Der reflektierte Druckstoß bewegt sich wieder Richtung TXV und wirkt ebenso wie die Erregerpulsation durch den Kältemittelverdichter eine Druckkraft auf den Ventilmechanismus aus. Stimmen die Eigenkreisfrequenz der Rohrleitung und die Schwingkreisfrequenz des TXVs, sprich die anfängliche Erregerkreisfrequenz, überein und sind Erregerpulsation und Ventilschwingung in Phase, kommt es zur Resonanz des Systems aus System aus longitudinaler Welle im Rohr, Druckstoß und Ventilschwingung. Der reflektierter Druckstoß und die Ventilschwingung überlagern und verstärken sich gegenseitig, sodass der Schwingweg der Ventilkugel und die resultierende Größe des Druckstoßes zunehmen. Das System aus longitudinaler Welle im Rohr, Druckstoß und Ventilschwingung schwingt sich auf und es kommt zum trompetenartigen Geräusch. Sobald sich das System aufschwingt, ist die Anregung des Ventilmechanismus über die hochdruckseitige Kugel groß genug und eine Anregung durch die Kältemittelpulsation des Verdichters ist nicht mehr erforderlich, sodass das trompetenartige Geräusch unabhängig von der Verdichterdrehzahl anhält. Sind Anregung und Ventilschwingung hingegen phasenversetzt, tilgen sich Druckstoß und Ventilschwingung. Es kommt zur destruktiven Interferenz. Das trompetenartige Geräusch tritt nicht auf.

Durch eine experimentelle Untersuchung wurde ermittelt, dass ein trompetenartiges Geräusch nur auftritt, wenn das Kältemittel vor dem TXV-Eintritt flüssig ist. Der Kältemittelzustand vor dem TXV-Eintritt beeinflusst die Größe des Druckstoßes bei (Teil-)Verschluss des Ventils. Um den Einfluss des Kältemittelzustands auf die Größe des Druckstoßes zu diskutieren, wurde ein mathematisches Modell zur Beschreibung der Größe des Druckstoßes im TXV basierend auf dem Joukowsky-Stoß hergeleitet. Anhand des Druckstoß-Modells konnte gezeigt werden, dass der resultierende Druckstoß im flüssigen Kältemittel größer ist als im zweiphasigen Zustand. Zudem wurde angenommen, dass die Dämpfung des Druckstoßes entlang der Rohrleitung im flüssigen Kältemittel geringer ist als im zweiphasigen Zustand.

Als Einflüsse auf ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches wurden neben der Größe des Druckstoßes auch die Lage der Eigenkreisfrequenz der Rohrleitung und die Phasenverschiebung zwischen Erregung und erzwungener Ventilschwingung diskutiert. Um den Einfluss dieser Faktoren darzulegen wurde ein mathematisches Modell zur Beschreibung des dynamischen Schwingverhaltens des TXVs bei erzwungener Schwingung aufgestellt. Ein Teil des Modells ist dabei die Beschreibung Thermokopfes als Hydraulik-/Gasfeder, welche durch eine veränderliche Federsteifigkeit charakterisiert wird. Die Federsteifigkeit hängt dabei vom Ventilhub und von der Kompressibilität der Steuerfüllung ab. Es konnte gezeigt werden, dass die Federsteifigkeit des Thermokopfes für geringe Ventilhuben zu nimmt und sich umgekehrt proportional zur Kompressibilität der Steuerfüllung verhält. Es konnte für den zweiphasigen Betriebsbereich der Steuerfüllung am Beispiel R134a ermittelt werden, dass die Kompressibilität der Steuerfüllung bei steigenden Temperaturen und sinkendem Volumendampfgehalt abnimmt, sodass die Federsteifigkeit des Thermokopfes steigt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bedingt durch die Kältemittelpulsation eine isentrope Kompression der Steuerfüllung im Thermokopf stattfindet. Die erzwungene Schwingung des

Verstellmechanismus aufgrund der Kältemittelpulsation unterscheidet sich somit von thermischen, quasistationären Regelvorgängen des TXVs, welche durch eine isotherme Kompression beschrieben werden.

Das aufgestellte dynamische TXV-Modell beschreibt Thermokopf und Verstellmechanismus des TXVs als Feder-Masse-System, auf das eine Anregung wirkt. Die Amplitude des Schwingwegs und die Phasenverschiebung zwischen Anregung und erzwungener Ventilschwingung hängen von der Erregerkreisfrequenz und der Ventileigenkreisfrequenz ab. Mittels des Modells konnte gezeigt werden, dass die Eigenkreisfrequenz des TXVs mit steigender Federsteifigkeit des Thermokopfs zunimmt, die Amplitude des Schwingwegs nimmt jedoch ab.

Damit ein trompetenartiges Geräusch auftreten kann, müssen die Ventilschwingung und die Anregung in Phase sein. Hieraus folgt, dass ein trompetenartiges Geräusch nur auftreten kann, wenn die Eigenkreisfrequenz des Rohres unterhalb der Eigenkreisfrequenz des TXVs liegt und die Dämpfung des TXVs gering ist. Dieser Zusammenhang wurde mittels des dynamischen TXV-Modells, der Beschreibung der Federsteifigkeit des Thermokopfes und des Druckstoßmodells hergeleitet und durch eine experimentelle Untersuchung der Kältemittelzustände, bei denen das trompetenartige Geräusch auftritt, bestätigt.

8.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zur Geräuschenstehung und zu den Einflussfaktoren des trompetenartigen Geräusches können nun bei der Auslegung thermostatischer Expansionsventile berücksichtigt werden. Dies bietet insbesondere den Herstellern thermostatischer Expansionsventile, welche Kenntnis über die Thermokopffüllung besitzen, die Möglichkeit das dynamische Verhalten des TXVs zu bewerten und falls erforderlich weitere Maßnahmen zur Geräuschvermeidung am TXV vorzusehen. Der Einfluss der Dämpfung im TXV ist bei Bedarf im Detail zu untersuchen. Seitens der Fahrzeughersteller ist es möglich, den Einfluss der sonstigen Kältekreislaufkomponenten, wie der Rohrleitung vor dem TXV-Eintritt und des Kältemittelverdichters, welcher die Anregungspulsation verursacht, zu berücksichtigen. Ergeben sich Änderungen an einzelnen Komponenten, z.B. aufgrund von Bauraumveränderungen oder Kostenersparnissen, können die Risiken, dass ein trompetenartiges Geräusch auftritt, zukünftig frühzeitig abgeschätzt werden. Weiterhin wird es möglich sein, das in dieser Arbeit beschriebene Verfahren zur Erzeugung des Geräusches und die gewonnenen Erkenntnisse des Entstehungsmechanismus zu nutzen, um gezielt einzelne TXVs unter kritischen Betriebsbedingungen zu testen, ob diese ein trompetenartiges Geräusch verursachen. Mit den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen wird es den Herstellern thermostatischer Expansionsventile und den Fahrzeugherstellern somit möglich sein, ein Auftreten des trompetenartigen Geräusches unter im Pkw typischen Betriebsbedingungen zu vermeiden.

9 Literatur

- Aguilar, J. A. (2006): Hubmessung an thermostatischen Expansionsventilen zur Untersuchung des dynamischen Dämpfungsverhaltens. In: 8. Karlsruher Fahrzeugklima-Symposium. Messen und Messtechnik bei Kfz-Klimaanlagen und deren Komponenten – im Labor und auf der Straße. Karlsruhe, 11.05.2006.
- Aguilar, J. A. (2009): Untersuchungen zu thermostatischen Expansionsventilen. Dissertation. TU Braunschweig, Braunschweig.
- Alonso, M.; Finn, E. J. (1967): *Mechanics*. Reading, Mass.: Addison-Wesley.
- Aly, K.; Ziada, S. (2016): Review of Flow-Excited Resonance of Acoustic Trapped Modes in Ducted Shallow Cavities. In: *Journal of Pressure Vessel Technology* 138 (4), 040803-1-16. DOI: 10.1115/1.4032251.
- ASHRAE 17:2015, 2015: A Method Of Testing Capacity Of Thermostatic Refrigerant Expansion Valves.
- Baehr, H. D.; Stephan, K. (2006): *Wärme- und Stoffübertragung*. 5. neu bearbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Behrens, H.-J.; Reuter, G.; Hof, F.-C. v.; Brümmer, A. (Hg.) (1999): *Rohrleitungstechnik*. Jahrbuch. Essen: Vulkan-Verl.
- Butz, T. (2012): *Fouriertransformation für Fußgänger*. 7., aktualisierte Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH Wiesbaden.
- Cesana, P.; Bitter, N. (2014): Modeling and analysis of water-hammer in coaxial pipes. In: *Journal of Fluids and Structures* (51), S. 225–239. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.08.011.
- DIN EN 61672-1, 2014: *Elektroakustik – Schallpegelmesser – Teil 1: Anforderungen* (IEC 61672-1:2013).
- Erath, W.; Nowotny, B.; Maetz, J. (1999): Modelling the fluid structure interaction produced by a waterhammer during shutdown of high-pressure pumps. In: *Nuclear Engineering and Design* 193 (3), S. 283–296. DOI: 10.1016/S0029-5493(99)00185-5.
- Flieger, O. (2018): Noch nicht veröffentlichte Vorversion der Dissertationsschrift. TU Braunschweig. Institut für Thermodynamik.
- Flieger, O.; Tegethoff, W.; Köhler, J. (2017): The effect of compressor oil on the speed of sound in multiphase / multicomponent flow of a refrigerant. In: *Proceedings of the 24th International Congress on Sound and Vibration (ICSV24)*. London, 23.-27.07.2017.

- Fujii, T.; Akagawa, K. (1993): Water hammer phenomena in a one-component two-phase bubbly flow. In: *Nuclear Engineering and Design* (141), S. 101–110.
- Ghidaoui, M. S.; Zhao, M.; McInnis, D. A.; Axworthy, D. H. (2005): A Review of Water Hammer Theory and Practice. In: *Applied Mechanics Reviews* 58 (1), S. 49–76. DOI: 10.1115/1.1828050.
- Giesecke, J.; Mosonyi, E. (2005): Wasserkraftanlagen. Planung, Bau und Betrieb. 4., aktualisierte und erw. Aufl. Berlin: Springer.
- Großmann, H. (2010): Pkw-Klimatisierung. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- Han, H. S.; Jeong, W. B.; Aoyama, S.; Mo, J. Y. (2009): Experimental analysis for reducing refrigerant-induced noise of 4-way cassette type air conditioner. In: *Journal of Mechanical Science and Technology* 23 (5), S. 1456–1467. DOI: 10.1007/s12206-008-1128-8.
- Han, H. S.; Jeong, W. B.; Kim, M. S. (2011): Frequency characteristics of the noise of R600a refrigerant flowing in a pipe with intermittent flow pattern. In: *International Journal of Refrigeration* 34 (6), S. 1497–1506. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2011.04.004.
- Han, H. S.; Jeong, W. B.; Kim, M. S.; Lee, S. Y.; Seo, M. Y. (2010): Reduction of the refrigerant-induced noise from the evaporator-inlet pipe in a refrigerator. In: *International Journal of Refrigeration* 33 (7), S. 1478–1488. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2010.05.014.
- HEAD acoustics GmbH: ArtemiS SUITE. Version 8.2.
- Henry, R. E.; Grolmes, M. A.; Fauske, H. K. (1971): Pressure-Pulse Propagation in Two-Phase One- and Two-Component Mixtures. Hg. v. Argonne National Laboratory. Argonne, Illinois.
- Hewitt, G. F.; Roberts, D. N. (1969): Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography. Hg. v. United Kingdom Atomic Energy Authority. Harwell, Berkshire.
- Koberstein, M.; Liu, Z.; Jones, C.; Venkatappa, S. (2015): Flow-Induced Whistle in the Joint of Thermal Expansion Valve and Suction Tube in Automotive Refrigerant System. In: *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems* 8 (3). DOI: 10.4271/2015-01-2275.
- Lackmann, J.; Villwock, J. (2014): Schwingungslehre. In: K.-H. Grote und J. Feldhusen (Hg.): Dubbel. Berlin, Heidelberg: Springer, S. 49–57.
- Lee, J. S.; Violato, D.; Polifke, W. (2016): Acoustical characteristics of two-phase horizontal intermittent flow through an orifice. In: *Acta Acoustica United With Acustica* (106).
- Lerch, R.; Sessler, G.; Wolf, D. (2008): Technische Akustik. Grundlagen und Anwendungen. Berlin: Springer.

- Liu, Z.; Wozniak, D.; Koberstein, M.; Jones, C.; Xu, J.; Venkatappa, S. (2015): Flow-Induced Gurgling Noise in Automotive Refrigerant Systems. In: *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems* 8 (3). DOI: 10.4271/2015-01-2276.
- Lou, Z.; Thomas, J. J. [SR.]; Harris, T. B. (2011): Automotive Thermostatic Expansion valve with reduced hiss. Veröffentlichungsnr: US 8,047,449 B2.
- Mandhane, J. M.; Gregory, G. A.; Aziz, K. (1974): A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes. In: *International Journal of Multiphase Flow* 1 (4), S. 537–553. DOI: 10.1016/0301-9322(74)90006-8.
- Mertens, H.; Liebich, R.; Motz, H. D.; Gust, P. (2014): Federnde Verbindungen (Federn). In: K.-H. Grote und J. Feldhusen (Hg.): *Dubbel*. Berlin, Heidelberg: Springer, S. 487–500.
- Möser, M. (2012): *Technische Akustik*. 9., aktualisierte Aufl. Berlin: Springer Vieweg (VDI).
- Möser, M.; Kropp, W. (2010): *Körperschall. Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg.
- Murayama, T.; Takajashi, T. (1998): Saugventil für Kältemittelverdichter. Veröffentlichungsnr: EP 846865 A1.
- Naga Suresh, I.; Sudhakara Naidu, T.; Ambardekar, M. N.; Gyan Arora (2009): NVH Improvement of a Bus Through AC Compressor Drive-Ratio Change. In: *SAE Technical Paper 2009-26-045*.
- Nguyen, D. L.; Winter, E. R. F.; Greiner, M. (1981): Sonic velocity in two-phase systems. In: *International Journal of Multiphase Flow* (7), S. 311–320.
- Norton, M. P. (1989): *Fundamentals of noise and vibration analysis for engineers*. Cambridge: Cambridge Univ. Press.
- Ostermeyer, G.-P.; Morgeneyer, M. (2007): *Stabilität, Kinematik und Kinetik, Schwingungen, Stoß*. 2. Aufl. Braunschweig: Fakultät für Maschinenbau der Techn. Universität Braunschweig (Braunschweiger Schriften zum Maschinenbau, 2).
- Pflüger, M.; Brandl, F.; Bernhard, U.; Feitzelmayer, K. (2010): *Fahrzeugakustik*. Wien: Springer-WienNewYork.
- Rautenberg, J.; Fritsch, P.; Hoch, W.; Merkl, G.; Otilinger, F.; Weiß, M.; Wricke, B. (2014): *Taschenbuch der Wasserversorgung*. 16., vollst. überarb. und aktual. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- Riedelmeier, S.; Becker, S.; Schlücker, E. (2014): Damping of water hammer oscillations - comparison of 3D CFD and 1D calculations using two selected models for pipe friction. In: *Proceedings in Applied Mathematics and Mechanics* 14, S. 705–706. DOI: 10.1002/pamm.201410335.

- Rodarte, E.; Miller, N.; Hrnjak, P. (1998): Acoustic resonance in plate heat exchangers. In: *International Journal of Refrigeration* 21 (8), S. 626–638. DOI: 10.1016/S0140-7007(98)00026-7.
- Rodarte, E.; Singh, G.; Miller, N.; Hrnjak, P. (1999a): Noise Generation from Expansion Devices in Refrigerant. In: *SAE Technical Paper 1999-01-0866*.
- Rodarte, E.; Singh, G.; Miller, N.; Hrnjak, P. (1999b): Refrigerant Expansion Noise Propagation Through Downstream Tube Walls. In: *SAE Technical Paper 1999-01-1197*.
- Rodrigo Santos, J. P. S.; César Abrahão, A. R. (2014): Analysis of Vibro-Acoustic Propagation Generated by an Automotive Refrigeration System. In: *SAE Technical Paper 2014-36-0773*.
- Sentpali, S. (2008): Körperschallübertragung gerader und gebogener biegeschlaffer Schlauchleitungen im Fahrzeugbau. Dissertation. TU Kaiserslautern, Kaiserslautern.
- Sinambari, G. R.; Sentpali, S. (2014): Ingenieurakustik. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden.
- Singh, G.; Rodarte, E.; Miller, N.; Hrnjak, P. (1999): Noise Generation from Expansion Devices in Refrigerant. University of Illinois (ACRCTR-152).
- Stulgies, N.; Müller, A.; Kappler, H.; Tegethoff, W.; Försterling, S.; Köhler, J. (2008): Proposal for efficient characterization of R744 compressor control valves. VDA Alternative Refrigerant Winter Meeting. Saalfelden, 14.02.2008.
- Taitel, Y.; Bornea, D.; Dukler, A. E. (1980): Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. In: *AIChE Journal* 26 (3), S. 345–354. DOI: 10.1002/aic.690260304.
- Taitel, Y.; Dukler, A. E. (1976): A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. In: *AIChE Journal* 22 (1), S. 47–55. DOI: 10.1002/aic.690220105.
- Tannert, T. (2016): Strömungsakustische Effekte bei Haushaltskältegeräten. In: *KI Kälte - Luft - Klimatechnik* (1/2), S. 22–27.
- Tegethoff, W.; Lemke, N.; Köhler, J.; Schulze, C.; Kossel, R. (2015): TILMedia Suite. Version 3.3.0. Braunschweig: TLK Thermo GmbH.
- Thawani, P. T.; Liu, Z. (2007): Flow-Induced Tones in Automotive Refrigerant Systems. In: *SAE Technical Paper 2007-01-2294*.
- Thawani, P. T.; Liu, Z. (2009): A/C Moan – its Diagnostics and Control. In: *SAE Technical Paper 2009-01-2054*.
- Thawani, P. T.; Liu, Z.; Venkatappa, S. (2005a): Objective Metrics for Automotive Refrigerant System Induced Transients. In: *SAE Technical Paper 2005-01-2501*.

- Thawani, P. T.; Sinadinos, S.; Black, J. (2013): Automotive AC System Induced Refrigerant Hiss and Gurgle. In: *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems* 6 (2), S. 1115–1119. DOI: 10.4271/2013-01-1890.
- Thawani, P. T.; Sinadinos, S.; Zvonek, J. (2017): Automotive Refrigerant System Induced Phenomena – Bench to Vehicle Correlation. In: *SAE Technical Paper 2017-01-0448*. DOI: 10.4271/2017-01-0448.
- Thawani, P. T.; Venkatappa, S.; Liu, Z. (2005b): Automotive Refrigerant System Induced Evaporator Hoot. In: *SAE Technical Paper 2005-01-2509*.
- Van Dijk, P. J. (2005): Acoustics of Two-Phase Pipe Flows. Dissertation. University of Twente, Enschede.
- Watanabe, K.; Shinohara, K.; Ikoma, T. (1997): Expansion valve with noise suppression. Veröffentlichungsnr: US 5597117.
- Watter, H. (2017): Hydraulik und Pneumatik. Grundlagen und Übungen - Anwendungen und Simulation. 5., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- Wehl, W. (1984): Akustik und Fluidmechanik in Kanälen und Düsen von Tintenschreibwerken. Dissertation. TU München, München.
- Weigand, B.; Köhler, J.; Wolfersdorf, J. v. (2016): Thermodynamik kompakt. 4., aktualisierte Auflage 2016. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg.
- White, F. M. (1998): Fluid Mechanics. 4. Auflage. Boston: WCB McGraw-Hill.
- Wood, A. B. (1930): A textbook of sound. New York: The Macmillan Company.

Anhang

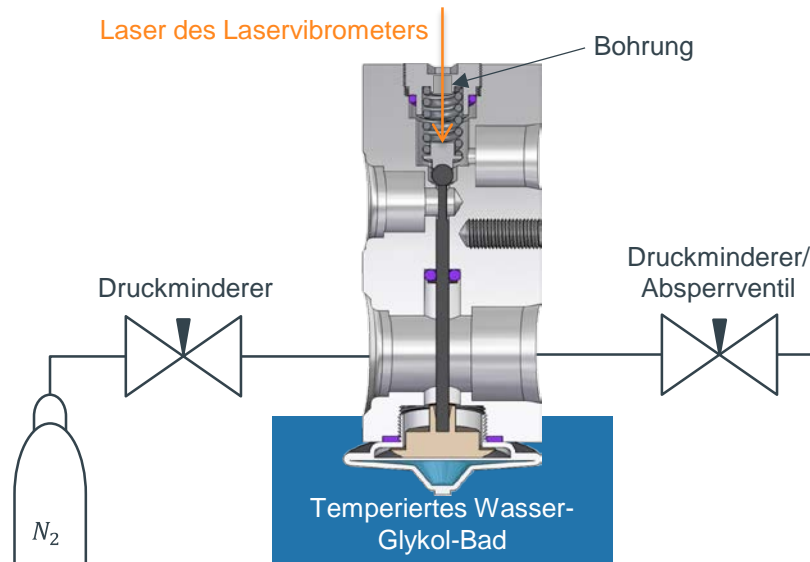


Abbildung 48: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung des Frequenzspektrums der Schwingung und der Eigenkreisfrequenz der Ventilmechanik des TXVs. Die Geschwindigkeit der Ventilkugel wird mittels eines Laservibrometers gemessen.

Tabelle 6: Berechnung der Länge einer stehenden ¼- und ½-Welle in einer Rohrleitung nach dem Verdampfer und vor dem TXV-Eintritt aus Messdaten und einer abgeschätzten Überhitzung und Unterkühlung im einphasigen Kältemittel. Die tatsächliche Länge der Hochdruckleitung vor dem TXV mit 186 mm liegt im orange markierten Bereich der berechneten Längen der stehenden ¼-Welle.

Messwerte			Niederdruckseitig, nach Verdampfer								Hochdruckseitig, vor TXV-Eintritt							
			Stoffdaten	geschätzt	Stoffdaten	berechnet		geschätzt	Stoffdaten	berechnet		Stoffdaten	geschätzt	Stoffdaten	berechnet		geschätzt	Stoffdaten
Frequenz zu Geräuschbeginn (Hz)	p _{e,0} , Vo Verdi (bar)	p _{e,0} , Na Verdi (bar)	T = T _{Verdampfung} (p _{e,0} , Vo Verdi) (°C)	Überhitzung (K)	c = c (p _{e,0} , Vo Verdi, T _{Verdampfung} + Überhitzung) (m/s)	L = c / 4f (mm)	L = c / 2f (mm)	Überhitzung (K)	c = c (p _{e,0} , Vo Verdi, T _{Verdampfung} + Überhitzung) (m/s)	L = c / 4f (mm)	L = c / 2f (mm)	T = T _{Kondensation} (p _{e,0} , Na Verdi) (°C)	Unterkühlung (K)	c = c (p _{e,0} , Na Verdi, T _{Kondensation} - Unterkühlung) (m/s)	L = c / 4f (mm)	L = c / 2f (mm)	Unterkühlung (K)	c _{VoTXV} (m/s)
478	3,6	18,5	13	2	147	77	154	10	147	77	154	66	5	338	177	354	20	418
467	3,82	27,4	15	2	147	79	157	10	147	79	157	84	5	255	136	273	20	344
496	3,8	22,2	14	2	147	74	148	10	147	74	148	74	5	301	152	304	20	384
500	3,7	20,4	14	2	147	73	147	10	147	73	147	70	5	319	159	319	20	400
587	3,5	11,6	12	2	147	63	125	10	147	63	125	48	5	424	180	361	20	498
500	3,7	19,5	14	2	147	73	147	10	147	73	147	69	5	328	164	328	20	408
488	3,9	23,6	15	2	147	75	150	10	147	75	150	77	5	288	148	295	20	373
474	3,7	25,6	14	2	147	77	155	10	147	77	155	80	5	270	143	285	20	357
510	3,8	18,7	14	2	147	72	144	10	147	72	144	67	5	336	165	330	20	416
467	3,8	25,4	14	2	147	79	157	10	147	79	157	80	5	272	146	291	20	359
447	3,5	25,6	12	2	147	82	164	10	147	82	164	80	5	270	151	302	20	357
456	3,7	25,2	14	2	147	81	161	10	147	81	161	80	5	274	150	300	20	360
460	4	29,6	16	2	147	80	159	10	147	80	159	87	5	237	129	258	20	330
486	3,6	25	13	2	147	76	151	10	147	76	151	79	5	275	142	283	20	362
492	3,8	24	14	2	147	75	149	10	147	75	149	78	5	284	145	289	20	370
482	3,7	22,4	14	2	147	76	152	10	147	76	152	75	5	299	155	310	20	383
478	3,6	26	13	2	147	77	154	10	147	77	154	81	5	267	139	279	20	354
504	3,9	26,6	15	2	147	73	146	10	147	73	146	82	5	262	130	260	20	350
464	3,7	29	14	2	147	79	158	10	147	79	158	86	5	242	130	261	20	333
442	3,8	28,2	14	2	147	83	166	10	147	83	166	85	5	248	140	281	20	339
453	3,6	24,9	13	2	147	81	162	10	147	81	162	79	5	276	153	305	20	363
428	3,8	26,2	14	2	147	86	172	10	147	86	172	82	5	265	155	310	20	353
419	3,7	28,9	14	2	147	88	175	10	147	88	175	86	5	243	145	289	20	334
483	3,5	30	12	2	147	76	152	10	147	76	152	88	5	234	121	242	20	327
462	3,8	24,8	14	2	147	79	159	10	147	79	159	79	5	277	150	300	20	363
453	3,7	28,1	14	2	147	81	162	10	147	81	162	85	5	249	137	275	20	340
460	3,9	19,6	15	2	147	80	160	10	147	80	160	69	5	327	178	355	20	407
464	3,8	22,8	14	2	147	79	158	10	147	79	158	75	5	295	159	318	20	379
464	3,9	21,7	15	2	147	79	158	10	147	79	158	73	5	306	165	330	20	389
419	3,9	25,6	15	2	147	88	175	10	147	88	175	80	5	270	161	322	20	357
404	4	30,1	16	2	147	91	182	10	147	91	182	88	5	233	144	288	20	326
404	4,1	31,6	16	2	147	91	181	10	147	91	181	90	5	222	137	274	20	317
479	3,8	18,9	14	2	147	77	153	10	147	77	153	67	5	334	174	349	20	414
451	4	28,8	16	2	147	81	163	10	147	81	163	86	5	243	135	270	20	335
441	3,9	29,5	15	2	147	83	166	10	147	83	166	87	5	238	135	270	20	330
593	3,7	22,1	14	2	147	62	124	10	147	62	124	74	5	302	127	255	20	385
593	3,7	22,7	14	2	147	62	124	10	147	62	124	75	5	296	125	250	20	380
477	4,1	26,5	16	2	147	77	154	10	147	77	154	82	5	262	138	275	20	351